

THESE

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE CLERMONT-FERRAND II

(U.E.R. DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES A DOMINANTE RECHERCHE)

POUR OBTENIR LE GRADE

DE

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André DEVAUX

Assistant

DIFFUSION QUASI-ELASTIQUE $(p, p\alpha)$ A 600 MeV

Thèse soutenue le 4 juillet 1977 devant la Commission d'examen :

Président : M. A. FROISSARD

Examineurs : Mme M. AVAN

M. V. GILLET

M. G. LANDAUD

M. G. ROCHE

THESE

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE CLERMONT-FERRAND II

(U.E.R. DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES A DOMINANTE RECHERCHE)

POUR OBTENIR LE GRADE

DE

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André DEVAUX

Assistant

DIFFUSION QUASI-ELASTIQUE (p, p_a) A 600 MeV

Thèse soutenue le 4 juillet 1977 devant la Commission d'examen :

Président : M. A. FROISSARD

Examineurs : Mme M. AVAN

M. V. GILLET

M. G. LANDAUD

M. G. ROCHE



UNIVERSITE DE CLERMONT II

U. E. R. des Sciences Exactes et Naturelles

PRESIDENT DE L'UNIVERSITE :

DIRECTEUR (Recherche) : Monsieur ROCHE Guy

PROFESSEURS

M. RAMBAUD René	Chimie Organique
M. ROQUES Maurice	Géologie
M. LAPADU-HARGUES Pierre	Minéralogie
M. LUTZ Hubert	Biologie Animale
M. RAOULT Gaston	Optique Physique Atomique et Moléculaire
M. CHAMPAGNAT Paul	Physiologie Végétale
M. DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	Chimie Organique
Mme HENNEQUIN Françoise	Mathématiques Pures
Mlle BERTHET Ginette	Physique Electronique
M. LOISEAU Jean	Biologie et Physiologie Végétale
M. COMBE René	Physique du Solide et Cristallographie
M. de PUYTORAC Pierre	Zoologie
Mme AVAN Madeleine	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M. DELOST Paul	Physiologie Animale
M. VIALARD André	Chimie Physique
M. KOHLMULLER Robert	Chimie Minérale
M. GUILLAUME Marcel	Algèbre
M. COMBE Jean	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M. HENNEQUIN Paul	Mathématiques Appliquées
M. VINCENT Pierre	Volcanologie
M. VESSIERE Roger	Chimie Organique
M. BAILLAUD Lucien	Biologie et Physiologie Végétales
M. JOYON Louis	Biologie I. U. T. Clermont
M. PETERLONGO Jean-Marc	Géologie
M. ISABELLE Didier	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M. SOULAGE René	Géophysique
M. LEMAIRE Jacques	Chimie Physique
M. ACCARY André	Métallurgie C. U. S. T.

M. BADRIKIAN Albert	Mathématiques Appliquées
M. MARTINET Pierre	Chimie Organique
M. ACKERMANN Patrick	Electronique Automatique C. U. S. T.
M. COURDUROUX Jean-Claude	Biologie et Physiologie Végétales
M. LARPENT Jean-Paul	Microbiologie Appliquée C. U. S. T.
M. THOMAS Jean	Optique Physique Atomique et Moléculaire
M. LEVY Philippe	Physique
M. GRAIN Jean	Zoologie et Biologie Cellulaire

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mlle DUCHER Suzanne	Chimie Organique
M. BATHIER Marcel	Physique du Solide et Cristallographie
M. CAPESTAN Michel	Chimie Minérale
M. FALGAS Maurice	Mathématiques Pures
M. MAISONNEUVE Jacques	Géologie
M. ROCHE Jean	Physique I. U. T. Clermont
M. LENOIR Marcel	Mathématiques Pures
M. PRORIOI Joseph	Physique I. U. T. Montluçon
M. ROCHE Guy	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M. TEMPIER Paul	Géologie
M. DUFAURE Jean-Pierre	Cytophysologie
M. FANGUIN René	Physique I. U. T. Clermont
M. COUSSEINS Jean-Claude	Chimie Minérale
M. NIGOND Jacques	Agronomie I. U. T. Clermont
M. VELLE Georges	Psychophysologie
M. CHADEYRAS Marcel	Mathématiques Pures
M. MIGNOT Jean-Pierre	Zoologie
M. DURAND Roger	Biochimie C. U. S. T.
M. LE Thanh Phong	Mathématiques Pures

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BESSERRE Anne-Marie	Mathématiques Pures
M. JEAN Claude	Physiologie Comparée et Endocrinologie
M. FONDEVILLE Jean-Claude	Biologie et Physiologie Végétales
M. BOILLAT Guy	Mathématiques Pures
M. CADORET Robert	Physique du Solide et Cristallographie

M. BESSERRE Daniel	Spectroscopie C. U. S. T.
M. LHOMME Jean	Chimie des Substances Naturelles C. U. S. T.
M. IMBAUD Jean-Pierre	Physique Electronique
M. MERCIER Michel	Physique I. U. T. Montluçon
M. AUSLENDER Alfred	Mathématiques Appliquées
M. GRAMAIN Jean-Claude	Chimie et Biochimie des Substances Naturelles
M. DUCATEAU Charles	Mathématiques Appliquées I. U. T. Clermont
M. HADDAD Labib	Mathématiques Pures
M. IRIGARAY Jean-Léon	Physique I. U. T. Clermont
M. BREGLIANO Jean-Claude	Génétique
M. FONTAINE Jacques	Génie Electrique C. U. S. T.
M. HUGON Lionel	Physique I. U. T. Montluçon
M. KORNPORST Jacques	Géologie
M. QUERROU Michel	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M. SCHNEIDER Michel	Informatique C. U. S. T.
M. YOUNES Antoine	Biochimie I. U. T. Clermont
M. RODDIER Pierre	Mathématiques Pures C. U. S. T.
M. CHEVALIER Raymond	Physique
M. MOREL Jean-Pierre	Chimie Physique
M. LEMAIRE Maurice	Génie Civil C.U.S.T.
M. LECHER Pierre	Biologie
M. DUPONT André-Marcel	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. COFFI-NKETSIA Barben	Mathématiques Pures
M. MAISONNEUVE Georges	Informatique C. U. S. T.
M. BRUNHES Jacques	Zoologie

SECRETAIRE GENERALE DE L'UNIVERSITE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548618_0017

A ma femme,

A mes parents.

Monsieur le Professeur A. FROISSARD me fait l'honneur d'accepter la présidence de ce Jury. Cette expérience a pu être réalisée grâce à son soutien et à l'intérêt constant qu'il nous a prodigué. Je tiens à le remercier ainsi que Monsieur J. VALLADAS, Directeur de Recherches de l'équipe.

Je remercie Monsieur V. GILLET, Physicien C. E. A., qui a bien voulu participer au Jury de cette thèse. Ses conseils et ses encouragements ont permis de bien situer la portée théorique de cette expérience.

Je remercie Monsieur le Professeur L. AVAN qui m'a accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire ainsi que Madame le Professeur M. AVAN qui a toujours suivi mon travail avec une attention bienveillante.

Je remercie Monsieur le Professeur G. ROCHE, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire, de l'intérêt qu'il a porté à ce travail et des fructueuses discussions que nous avons eues.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur G. LANDAUD, Maître de Recherches au C. N. R. S., qui m'a constamment et amicalement guidé dans ce travail. Les nombreuses discussions que nous avons eues m'ont permis d'appréhender la physique de cette expérience.

L'expérience a été menée à bien grâce à l'apport de chaque membre de la collaboration que je remercie vivement. Je remercie, en particulier, R. ANNE, P. DELPIERRE et J. YONNET pour leur amicale et quotidienne collaboration tout au long de l'expérience ainsi que Mademoiselle A. GIULIANI dont l'aide a été précieuse pendant le dépouillement des données.

Je remercie Monsieur B. THEVENET, Directeur Adjoint du Département Saturne qui s'est toujours efforcé d'assurer le déroulement de l'expérience dans de bonnes conditions auprès de l'accélérateur.

Je remercie Madame C. BLISSON qui a réalisé avec compétence la dactylographie ingrate de ce mémoire.

S O M M A I R E

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I: Dispositif expérimental</u>	4
I- Cinématique de la réaction ($p, p\alpha$)	5
II- Spectromètres magnétiques	6
III- Sélection des réactions	9
<u>CHAPITRE II: Analyse des données expérimentales</u>	13
I- Identification des réactions quasi-élastiques	14
II- Classement des données, acceptance de l'appareillage	16
<u>CHAPITRE III: Formulation théorique et principe de l'analyse des résultats</u>	20
I- Formulation théorique	21
II- Exploitation des résultats	24
<u>CHAPITRE IV: Résultats expérimentaux</u>	27
- Lithium 6	28
- Lithium 7	30
- Carbone 12	32
- Magnésium 24	32
- Aluminium 27	33
- Calcium 40	34
<u>CHAPITRE V: Techniques originales de l'expérience</u>	
I- Les chambres proportionnelles multifils	35
II- Calcul du vecteur induction magnétique $\vec{B}$	39
III- Méthode de séparation des couches	42
<u>CONCLUSION:</u>	46
<u>REFERENCES:</u>	48

I N T R O D U C T I O N

La spectroscopie nucléaire réalisée en bombardant un noyau cible par des protons incidents d'énergie de quelques centaines de MeV permet d'analyser les produits de l'interaction par un mécanisme simple.

L'interprétation des résultats est d'autant plus abordable qu'un petit nombre de nucléons participe à l'interaction. Cette condition est réalisée lorsque les longueurs d'onde associées à la particule incidente et aux particules sortantes sont petites devant les dimensions nucléaires.

Les expériences de diffusion quasi-élastique ($p, 2p$) répondent à ces critères. Le proton incident interagit avec un seul proton nucléaire et, en admettant la validité de l'approximation de "l'Impulsion", cette réaction est équivalente à une diffusion libre sur un nucléon en mouvement, le noyau résiduel étant alors "spectateur" de l'interaction.

De nombreuses expériences de diffusion quasi-élastique ($p, 2p$) ont été effectuées depuis 1952 et ont clairement montré l'existence de couches dans les noyaux ⁽¹⁻⁸⁾. Cependant, les distorsions dues au noyau résiduel spectateur masquent les propriétés du proton nucléaire éjecté ⁽⁹⁻¹²⁾. Pour diminuer ces effets, des expériences de diffusion quasi-élastique ($e, e'p$) ont alors été réalisées mais n'ont pas surmonté ces difficultés ⁽¹³⁻¹⁴⁾.

Le choix de particules incidentes d'énergie et de nature différentes n'a pas permis de séparer les effets parasites de la distorsion de ceux dus aux corrélations entre nucléons. Une approche plus directe limitée aux corrélations fortes peut être entreprise en supposant l'existence dans le noyau d'agrégats préformés et physiquement détectables tels que deuton ou alpha.

L'étude de ces sous-structures nucléaires, ou plus généralement de la corrélation entre plusieurs nucléons ⁽¹⁵⁻²²⁾, est alors abordée par les expériences de diffusion quasi-élastique (p,pX), X représentant un deuton, triton, Helium 3 ou alpha. Ces réactions sont également perturbées par la distorsion introduite par le noyau résiduel, mais les rares événements détectés sont qualitativement significatifs de la structure nucléaire. Il est essentiel de pouvoir éjecter la sous-structure sans la briser et la particule alpha, avec une énergie de liaison de 20 MeV, apparaît alors comme la plus solide pour aborder ce type de réactions.

La description des sous-structures alpha dans les noyaux peut être étendue à un ensemble de deux neutrons et de deux protons appartenant à une même orbite et fortement liés ⁽¹⁵⁻¹⁹⁾. Cette notion de "quartets" de nucléons permet de se libérer des modèles d'agrégats d'alpha trop contraignants.

Les expériences de diffusion quasi-élastique (p,pα) réalisées jusqu'à ce jour ⁽²⁴⁻³¹⁾ ont été limitées, vraisemblablement pour des impératifs technologiques à des protons incidents d'une centaine de MeV. Ces expériences essaient de prouver l'existence de sous-structures et permettent généralement de mesurer l'énergie de liaison de l'alpha avec le reste du noyau ainsi que sa quantité de mouvement. Pour chaque réaction (p,pα) les particules émises sont identifiées et analysées avec précision, mais les particules alpha ont nécessairement une énergie faible et les réactions quasi-élastiques sont dominées par des processus séquentiels et des cassures du noyau.

Nous avons donc réalisé une expérience à 600 MeV. Cette énergie incidente permet de rester géométriquement proche de la diffusion (p,α) libre bien que l'impulsion de l'alpha

avant le choc puisse être de l'ordre de 1 Fermi^{-1} .

Deux spectromètres magnétiques de $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ sr}$ sont alors suffisants pour collecter l'ensemble des réactions (p, pα) lorsque l'énergie des alpha détectés est comprise entre 50 et 100 MeV. Ce domaine d'énergies permet de minimiser la contribution des réactions secondaires et de réduire l'absorption nucléaire introduite par le noyau résiduel.

L'originalité du dispositif expérimental se traduit par la large acceptation des spectromètres qui permet d'analyser l'ensemble des réactions $(p, p\alpha)$ sur un grand domaine d'énergies de séparation et d'impulsions de recul du noyau résiduel. Dans ces conditions, les problèmes de statistique inhérents aux faibles sections efficaces des réactions sont partiellement résolus.

Notre expérience a atteint deux objectifs : mesurer le nombre de sous-structures dans les noyaux légers et de masse moyenne et démontrer que les protons de haute énergie sont bien qualifiés pour isoler les mécanismes quasi-élastiques $(p, p\alpha)$.

Nous avons adopté les divisions suivantes :

- Description du dispositif expérimental
- Justification des règles employées pour sélectionner, parmi les acquisitions, les événements $(p, p\alpha)$ et principe de calcul de l'acceptance de l'appareillage
- Calcul du nombre de sous-structures alpha en PWIA et détermination des distributions $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE$ en impulsion de recul
- Résultats expérimentaux relatifs aux différents noyaux étudiés
- Description détaillée des techniques originales de l'expérience (construction des chambres proportionnelles - méthode de séparation des couches d'alpha - reconstitution des trois composantes de l'induction magnétique).

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Après avoir défini, à l'aide des équations cinématiques, les paramètres physiques qui caractérisent les sous-structures alpha, nous décrivons le dispositif expérimental ainsi que les méthodes mises en oeuvre pour calculer les impulsions des particules.

Le dernier paragraphe précise les conditions de fonctionnement du système de sélection des réactions (p , $p\alpha$).

I - CINEMATIQUE DE LA REACTION

La réaction p-p α étudiée dans cette expérience est schématisée figure 1.

Un proton incident d'impulsion $\vec{p}_0$ (énergie cinétique E_0) arrive sur un noyau cible au repos.

Le noyau cible est composé d'une particule α liée à l'ensemble des autres nucléons du noyau par l'énergie E_S .

Après l'interaction, le proton diffusé possède l'impulsion $\vec{p}_p$, l'alpha éjecté l'impulsion $\vec{p}_\alpha$, le noyau résiduel emportant l'impulsion de recul $\vec{p}_R$.

Dans l'hypothèse de l'approximation de "l'Impulsion", le noyau résiduel ne participe pas à la réaction mais reste "spectateur". Dans ces conditions, l'impulsion $\vec{q}$ que la sous-structure avait avant le choc, est égale et opposée à celle emportée par le noyau résiduel.

$$\vec{q} = - \vec{p}_R$$

Les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_0 &= E_\alpha + E_p + E_R + E_S \\ \vec{p}_0 &= \vec{p}_\alpha + \vec{p}_p + \vec{p}_R \end{aligned}$$

E_0 , E_p , E_α , E_R représentent respectivement les énergies cinétiques des protons incident et diffusé, de l'alpha éjecté et du noyau résiduel.

L'énergie de liaison E_S est reliée au bilan Q de la réaction par la relation :

$$E_S = E_X - Q$$

Le bilan Q de la réaction est égal à l'énergie de masse du noyau cible diminuée de celles du noyau résiduel et de la particule alpha.

E_X représente l'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Compte-tenu de ces équations, un appareillage mesurant les impulsions $\vec{p}_\alpha$ et $\vec{p}_p$ permet de déterminer les paramètres q et E_S qui caractérisent l'état de la sous-structure dans le noyau avant l'interaction.

II - SPECTROMETRES MAGNETIQUES

Le dispositif expérimental (figure 2) comporte deux voies d'analyse placées de part et d'autre du faisceau incident. Chacune des voies est équipée d'un spectromètre magnétique suivie d'hodoscopes de scintillateurs.

La trajectoire d'une particule issue de la cible est repérée par des chambres proportionnelles multifils de part et d'autre de l'aimant d'analyse. Deux de ces chambres définissent la direction de la trace incidente ; la troisième chambre de grande dimension, placée après l'aimant, permet de mesurer la courbure de la trajectoire. Le nombre limité et l'emplacement des chambres ont été dictés par un compromis entre une économie sur le nombre de fils et la nécessité de mesurer l'impulsion des particules avec une précision $\frac{\Delta p}{p}$ de l'ordre de 10^{-3} pour le proton et de 10^{-2} pour l'alpha. De plus, la connaissance de deux points de la trajectoire avant la déviation dans l'aimant permet de reconstituer simplement le point d'interaction dans la cible et d'éliminer rapidement les événements fortuits.

Afin de minimiser l'absorption des particules sur la voie alpha et de limiter, côté proton, la diffusion Coulombienne multiple les deux voies sont équipées de boudruches d'Hélium.

Pour obtenir un taux de coïncidences p- α acceptable, une intensité de 10^9 protons par cycle machine était nécessaire. Dans ces conditions, le flux important de particules diffusées dans les deux spectromètres (10^5 pour un temps de déversement de 250 ms) ne permettait pas d'utiliser des chambres à étincelles dont le temps de mémoire est de l'ordre de 1 μ s et la réalisation de chambres proportionnelles multifils s'est donc imposée.

Ces chambres proportionnelles ont été construites selon une technique mise au point par CHARPAK⁽³²⁻³⁶⁾. Les caractéristiques des six chambres équipant les deux voies d'analyse ainsi que les méthodes de lecture des plans de fils et d'acquisition sont décrites à la fin de ce mémoire dans le chapitre consacré aux techniques originales de l'expérience.

Les informations relatives aux coordonnées des points de passage des particules dans les chambres sont enregistrées sur bande magnétique à l'aide d'une mémoire intermédiaire d'accès rapide. Le temps de transfert d'un événement dans cette mémoire est de l'ordre de 3 μ s et le nombre maximum d'événements transférables par cycle pourrait être égal à 8 000.

Aimant d'analyse Proton (Astérix)

Cet aimant de type H mesure 1 x 1 m pour 23 cm d'entrefer. L'intensité de fonctionnement choisie correspond à la limite de saturation magnétique ; dans ces conditions, l'induction magnétique au centre de l'aimant est égal à 10^4 Gauss.

Pour mesurer l'impulsion avec une précision $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$, il est nécessaire de connaître en chaque point de l'espace le vecteur induction magnétique $\vec{B}(x,y,z)$. Une carte des composantes verticales B_y de l'induction a été établie pour 3 plans horizontaux différents. Pour chacun de ces plans, 900 points de mesure ont été nécessaires pour pouvoir être sûr d'extrapoler en tout point l'induction verticale avec une précision de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$. La carte de l'induction a été également mesurée à l'extérieur de l'entrefer jusqu'à une distance de 50 cm des bords de l'aimant ; à cette distance, l'induction magnétique est inférieure à 20 Gauss.

La méthode de reconstitution en tout point de l'espace des 3 composantes du vecteur induction magnétique $\vec{B}$ est décrite dans le chapitre Technique.

L'induction magnétique étant connue, de nombreuses méthodes d'intégration pas à pas permettent de calculer la trajectoire d'une particule d'impulsion donnée. Réciproquement, par approches successives, il est possible de définir l'impulsion connaissant la trace incidente et un point de la trajectoire à la sortie de l'aimant.

Ces méthodes sont malheureusement inutilisables pour le dépouillement des 200 000 événements enregistrés au cours de l'expérience car il aurait fallu un temps de calcul de l'ordre de 500 ms par événement analysé sur ordinateur CDC 6600.

Pour éviter ce temps prohibitif, l'aimant a été quadrillé par un réseau de trajectoires théoriques correspondant à des impulsions utiles à l'expérience. Ce réseau a été calculé une fois pour toutes avec précision par intégrations successives. Par la suite, les impulsions des protons détectés sont estimées par interpolation linéaire entre les trajectoires théoriques qui enserrèrent l'événement à analyser ⁽³⁷⁾.

La trajectoire d'un proton schématisée figure 2 peut être définie d'une part avec sa direction incidente fixée par l'angle θ_p dans le plan horizontal et l'angle azimuthal φ_p , et avec la déviation D mesurée sur la chambre PC3.

La déviation D a été calculée pour un réseau de trajectoires théoriques fonction des paramètres impulsion p, angles θ_p et φ_p . Inversement un réseau $p = f(D, \theta_p, \varphi_p)$ a pu alors être construit.

Les impulsions expérimentales sont alors calculées par interpolation linéaire entre les paramètres D, θ_p , φ_p qui enserrèrent la trace du proton analysé.

Il importe de souligner que pour une impulsion p donnée, le paramètre D varie peu avec θ_p et φ_p . Il est donc possible d'interpoler l'impulsion p entre des valeurs θ_p ou φ_p très distantes. Pour une précision $\frac{\Delta p}{p}$ égale à 10^{-3} il a suffi de 8 valeurs du paramètre D, 11 valeurs d'angle θ_p et 5 valeurs d'angle φ_p .

Dans ces conditions, le temps de calcul par événement est égal à 1,5 ms sur Ordinateur CDC 6600. La seule utilisation de la composante verticale de l'induction magnétique introduirait une incertitude $\Delta p/p$ de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$. Le choix d'un réseau théorique utilisant les coordonnées x, y des chambres au lieu des paramètres D, θ_p, φ_p augmenterait considérablement la densité du réseau.

Aimant d'analyse Alpha (Artémis)

L'analyse des impulsions alpha s'est avérée simplifiée car une précision $\Delta p/p$ égale à 10^{-2} introduit une incertitude sur l'énergie E_α égale à 1,5 MeV. Dans ces conditions, sur la voie alpha, l'aimant Artémis de type "C" de 70 cm de long, 50 cm de large et 14 cm d'entrefer fonctionne avec une induction magnétique de 8000 Gauss. La carte de l'induction a été relevée dans le plan médian et les composantes de l'induction magnétique $\vec{B}$ dans le plan horizontal sont négligées.

III - SELECTION DES REACTIONS (p, p α)

L'acceptance de l'aimant d'analyse Astérix impose de détecter les protons sur une surface égale à 150 x 50 cm. Le bruit de fond γ important qui rayonne dans l'aire expérimentale doit être éliminé, ce qui exige d'utiliser un ensemble de scintillateurs en coïncidence. Un tel hodoscope couvrant toute la surface de détection verrait un flux de particules trop important pour fonctionner correctement. Il a donc été nécessaire de détecter les protons par 4 hodoscopes juxtaposés derrière la chambre PC3 (figure 2).

Chaque hodoscope est constitué de deux scintillateurs en coïncidence placés l'un derrière l'autre. Chaque scintillateur est réglé pour détecter les protons avec une efficacité totale ; par contre une partie importante du rayonnement γ est éliminée. Dans ces conditions, la probabilité de détecter un gamma en coïncidence est pratiquement nulle. En effet un rayon γ de quelques MeV ne peut cinématiquement pas subir à la fois une diffusion Compton importante dans l'un et l'autre des scintillateurs.

De la même manière, les particules alpha déviées dans l'aimant "Artémis" sont détectées et identifiées par trois séries de scintillateurs SC1, SC2, SC3 juxtaposées après la chambre PC6 (figure 2).

- Les scintillateurs SC1 (ΔE_α) d'une épaisseur de 0,25 mm fonctionnent en absorption partielle. Le rapport des impulsions lumineuses relatives aux alphas les plus rapides et aux protons les plus lents est supérieur à 3, ce qui permet de séparer les particules de charge 1 des particules de charge 2.

- Les scintillateurs SC2 (E_α) ont une épaisseur de 8 mm nécessaire pour absorber totalement les particules alpha dont l'énergie est inférieure à 120 MeV.

- Les scintillateurs SC3 rejettent de l'acquisition les particules dont le parcours est supérieur à celui d'un alpha de 120 MeV.

Compte-tenu du rôle de ces scintillateurs, il suffirait logiquement de détecter les particules alpha par une coïncidence (SC1 x SC2) puis de parfaire cette acquisition en ajoutant le scintillateur SC3 en anti-coïncidence ($\overline{SC3}$).

En réalité, électroniquement, la fonction logique anti-coïncidence entraîne un temps mort de l'ordre de 100 ns. Le flux de particules sur les scintillateurs étant important, l'efficacité de détection de l'ensemble SC1 x SC2 x $\overline{SC3}$ aurait été de l'ordre de 0.6. Il a donc fallu réduire par un facteur 10 le nombre de déclenchements de la fonction anti-coïncidence en effectuant l'opération (SC1 x SC2) x (SC1 x SC2 x SC3).

Le déclenchement final de l'acquisition est obtenu par la détection en coïncidence de particules entre les deux voies d'analyse proton et alpha. Le principe de l'électronique de déclenchement est schématisé figure 3.

La grande différence d'ionisation produite par les particules de charge 1 et les particules de charge 2 permet d'ajuster la haute tension de fonctionnement de la chambre PC5 à une valeur telle que 80 % des protons sont rejetés, tout en conservant l'efficacité totale de détection pour les particules alpha. L'adjonction des plans de fils de lecture de la chambre PC5 dans l'électronique d'acquisition augmente donc la sélectivité du déclenchement. Compte-tenu de l'emplacement de cette chambre

avant l'aimant Artémis, la logique d'acquisition sélectionne non seulement des particules supposées alpha, mais de plus ces particules doivent provenir de la zone de la cible. Pour cette même raison, les plans de fils de lecture de la chambre PC2 (voie proton) sont aussi inclus dans l'électronique d'acquisition.

L'expérience a été réalisée avec une intensité de 10^9 protons incidents par cycle machine. Un déversement de 250 ms était effectué toutes les 1,5 secondes avec un cycle utile microscopique de l'ordre de 3. Dans ces conditions, pour une cible de Lithium 6 de 20 mg/cm^2 , le nombre de coïncidences (p,p α) était de 3 par cycle machine.

La détermination du taux d'événements fortuits alpha-protons était obtenue en effectuant une coïncidence entre la logique d'acquisition de la voie alpha et celle de la voie protons retardée de 176 ns ; ce retard correspond au temps mis par les protons incidents pour effectuer une demi-révolution dans l'anneau de l'accélérateur. Pour la cible de ^6Li , le taux de coïncidences fortuites était égal à 15 %.

Les coordonnées des points de passage des particules dans les six chambres proportionnelles, la différence des temps de vol (T.O.F.) des particules entre les deux voies et les hauteurs des impulsions lumineuses dans les scintillateurs ΔE_α et E_α sont enregistrées sur bande magnétique. L'efficacité de détection de l'ensemble de l'appareillage est de $70 \% \pm 10 \%$.

Les causes principales d'inefficacité sont, par ordre d'importance décroissante :

- L'inefficacité des chambres proportionnelles
- La disposition géométrique des scintillateurs de la voie proton qui entraîne localement des pertes dans la détection
- La diffusion des particules sur les fils des chambres.

Un ordinateur ayant une mémoire de 16 K mots de 16 bits est en ligne dans l'expérience ; il permet de visualiser, tout au long de l'acquisition, les spectres bidimensionnels (E_α , ΔE_α) (figure 4) qui montrent les qualités de sélection de la logique d'acquisition et permet d'estimer le taux de coïncidences (p, 2p) ou (p, p α) indûment enregistrées.

De la même manière, les spectres Temps de vol-Energie permettent de régler et de contrôler la logique d'acquisition.

Le faisceau de protons de 600 MeV est éjecté de l'accélérateur par une méthode d'extraction résonnante. Pour obtenir une résolution en énergie meilleure que 1 MeV et diminuer le bruit de fond dans la salle d'expérience, le faisceau traverse deux aimants d'analyse avant d'être focalisé sur la cible ; ses dimensions sont alors 1 cm x 1,5 cm.

L'intensité du faisceau est contrôlée par un Moniteur de faisceau constitué de deux scintillateurs montés en coïncidence et orientés vers une feuille d'Aluminium de faible épaisseur placée après le dispositif expérimental sur le trajet du faisceau (figure 2). La position du faisceau sur la cible est contrôlée de manière similaire par un télescope très directif de deux scintillateurs visant la cible.

Les cibles mesurent 2,5 cm de large pour 5 cm de haut, elles sont disposées verticalement mais inclinées de $14,5^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau incident. Cette disposition permet aux particules alpha éjectées de sortir perpendiculairement au plan de la cible, ce qui minimise leur absorption. L'épaisseur de la cible réellement traversée par le faisceau incident est de ce fait quatre fois plus grande que son épaisseur géométrique.

Des cibles de Lithium 6, Lithium 7, Carbone 12, Magnésium 24, Aluminium 27 et Calcium 40 ont été successivement étudiées ; leur épaisseur était de l'ordre de 20 mg/cm^2 .

C H A P I T R E I I

ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

Les règles de sélection permettant d'identifier les réactions quasi élastiques $(p, p\alpha)$ sont décrites et justifiées dans le premier paragraphe.

Un classement des données est ensuite proposé, ainsi que le calcul de l'acceptance de l'appareillage qui permet d'évaluer les sections efficaces des réactions.

I - IDENTIFICATION DES REACTIONS QUASI-ELASTIQUES

Malgré la sélectivité de l'acquisition, des réactions de type $(p, 2p)$, (p, pd) , (p, pt) , $(p, p^3\text{He})$ ont été enregistrées ; il est nécessaire de les séparer des réactions $(p, p\alpha)$ puis de montrer que la contribution résiduelle de ces événements parasites est négligeable.

La distinction entre particules de charge 1 et particules de charge 2 est obtenue à l'aide des traditionnels diagrammes bidimensionnels (E_α, dE_α) . L'amplitude des impulsions lumineuses dans les scintillateurs SC1 (E_α) est présentée en fonction de celle obtenue dans les scintillateurs SC2 (dE_α) (figure 4). Pour une même énergie E_α , les particules de charge unité ont une ionisation spécifique dE_α plus faible que les particules de charge 2. Les particules se répartissent entre deux zones distinctes entre lesquelles il est possible de tracer une droite de séparation. Celle-ci est alors choisie comme axe de référence et la répartition des événements en fonction de leur distance à cette droite de séparation est représentée figure 5. Cet histogramme relatif à la cible de Lithium 6 montre une contribution des charges 1 égale à 40 % de celles des charges 2. Le positionnement de la droite de séparation a été empiriquement réalisé en imposant que les deux types de particules soient le mieux différenciés sur l'histogramme.

La séparation entre ^3He et ^4He est obtenue de manière analogue à l'aide de la représentation bidimensionnelle de l'énergie E_α en fonction de l'impulsion p_α mesurée par le spectromètre magnétique (figure 6). Comme précédemment, après transformation du système de référence, l'histogramme présenté figure 7 illustre la réjection des ^3He .

L'utilisation du temps de vol permet encore d'affiner ces sélections. Finalement, le taux d'événements parasites non rejetés est estimé inférieur à 8.10^{-3} pour les charges unité et la contribution des réactions ($p, p^3\text{He}$) est inférieur à 2.10^{-3} .

Outre les règles relatives à la nature des particules, des conditions cinématiques ont pu être imposées. Les coordonnées des points de passage des particules à travers les deux premières chambres de chacune des voies d'analyse ont permis de vérifier que le point d'interaction provient effectivement de la cible. 10 % d'événements fortuits considérés comme hors cible ont pu ainsi être éliminés.

L'ensemble de ces sélections étant effectué, tout événement conservé est considéré comme une réaction quasi-élastique (p, p_α). Si malencontreusement une particule de charge unité a été assimilée à une particule alpha, l'impulsion calculée par l'analyse magnétique sera deux fois trop grande. Les équations cinématiques de la réaction (p, p_α) conduiront à attribuer une énergie de séparation fausse et une impulsion de recul du noyau résiduel toujours supérieure à 400 MeV/c, valeur incompatible avec l'acceptance de l'appareillage.

II - CLASSEMENT DES DONNEES, ACCEPTANCE DE L'APPAREILLAGE

Les paramètres intéressants qu'il est possible de déduire de l'expérience sont l'énergie de liaison E_S , l'impulsion q de la sous-structure alpha dans le noyau avant le choc, et l'énergie E_α transférée. Pour chaque cible, les comptages sont donc regroupés dans un réseau à trois dimensions $M(E_S, p_R, E_\alpha)$, p_R caractérisant le mouvement de la sous-structure dans le noyau ($\vec{p}_R = -\vec{q}$).

L'énergie de séparation E_S peut varier de 0 à 60 MeV et est répertoriée par tranches $\Delta E_S = 2$ MeV. Les impulsions de recul p_R comprises entre 0 et 200 MeV/c sont classées par élément $\Delta p_R = 10$ MeV/c. Enfin, l'énergie E_α transférée à la sous-structure est analysée entre 50 et 120 MeV par tranche $\Delta E_\alpha = 10$ MeV.

Les besoins de manipulation des différents paramètres E_S , p_R , E_α ont entraîné le choix du réseau M à 3 dimensions qui présente une grande souplesse d'utilisation. A titre d'exemple, pour évaluer le pouvoir de résolution de l'appareillage, il suffit de présenter figure 8 le spectre d'énergie de séparation correspondant à la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)\text{d}$, les énergies E_α étant comprises entre 60 et 80 MeV et les impulsions de recul p_R entre 0 et 50 MeV/c. Un tel spectre est directement déduit du réseau M par sommation d'éléments. Le pic observé figure 8 peut être attribué à la diffusion quasi-élastique et le noyau résiduel étant le deutérium, la solution $E_X = 0$ est imposée. Le choix d'impulsions de recul p_R faibles permet de rester cinématiquement proche de la diffusion $(p\alpha)$ libre et exclut la possibilité de réactions inélastiques.

La largeur à mi-hauteur du pic quasi-élastique est égale à 9 MeV ce qui peut être considéré comme une mesure par excès du pouvoir de résolution de l'appareillage.

Dans une étape préliminaire, ce même spectre d'énergie de séparation a permis d'éliminer les erreurs systématiques introduites dans la mesure de l'énergie E_S . En effet, E_S est définie par l'équation de conservation $E_S = E_O - E_p - E_\alpha$. Une erreur systématique de l'ordre du MeV était possible sur les mesures E_p et E_α , par contre, l'énergie des protons incidents

bien que stable à mieux de 1 MeV était mal définie de manière absolue. Sachant que le bilan Q de la réaction ${}^6\text{Li}(p,p\alpha)d$ est égal à 1,46 MeV, le pic quasi-élastique devait être observé pour cette valeur, ce qui a fixé une énergie incidente E_0 égale à 572 MeV alors que l'analyse du faisceau incident stipulait une valeur de 576 MeV.

Calcul de l'acceptance de l'appareillage

L'étude de la diffusion quasi-élastique $(p,p\alpha)$ est conventionnellement réalisée à partir de la section efficace différentielle :

$$\frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p}$$

En effet, si l'on admet la validité de l'approximation de "l'Impulsion", cette section efficace est le reflet direct des paramètres E_S et q ⁽²⁵⁾.

Il est donc nécessaire de relier la matrice des comptages $M(E_S, p_R, E_\alpha)$ à cette section efficace.

Par définition, les comptages sont reliés à la section efficace

$$\frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d^3p_R dE_S dE_\alpha d\varphi_\alpha}$$

par la relation :

$$M(E_S, p_R, E_\alpha) = \varepsilon I_0 I_1 \int_{\Delta\Omega_R} \int_{\Delta E_S} \int_{\Delta\varphi_\alpha} \int_{\Delta E_\alpha} \frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d^3p_R dE_S dE_\alpha d\varphi_\alpha} p_R^2 d\Omega_R dE_S dE_\alpha d\varphi_\alpha$$

- ε représente l'efficacité de détection de l'appareillage,
 I_0 l'intensité du faisceau incident, I_1 le nombre de noyaux cible par cm^2 .

Compte-tenu des équations de conservation, les deux sections efficaces peuvent être reliées par un facteur cinématique J tel que (41) :

$$d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p = J d^4\sigma/d^3p_R dE_S dE_\alpha d\varphi_\alpha$$

$$\text{et } J = \frac{1}{\cos\varphi_\alpha} p_\alpha p_p \left\{ p_o \sin\theta_\alpha + p_R \cos\varphi_R \sin(\theta_R - \theta_\alpha) \right\}$$

Pour les petits domaines ΔE_S , Δp_R , ΔE_α choisis, la matrice des comptages peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$M(E_S, p_R, E_\alpha) = \epsilon I_0 I_1 \Delta E_S \Delta p_R \Delta E_\alpha \int_{\Delta\Omega_R} \int_{\Delta\varphi_\alpha} \frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} J^{-1} p_R^2 d\Omega_R d\varphi_\alpha$$

$$\text{Expérimentalement, la section efficace } \frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p}$$

est pratiquement indépendante des angles θ_R , φ_R et φ_α ; elle peut par conséquent s'écrire en fonction de la matrice des comptages sous la forme :

$$\frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} = \frac{1}{\epsilon I_0 I_1} \frac{M(E_S, p_R, E_\alpha)}{\Omega(E_S, p_R, E_\alpha)}$$

$$\text{et } \Omega(E_S, p_R, E_\alpha) = \Delta E_S \Delta p_R \Delta E_\alpha \int_{\Delta\Omega_R} \int_{\Delta\varphi_\alpha} J^{-1} p_R^2 d\Omega_R d\varphi_\alpha$$

La fonction $\Omega(E_S, p_R, E_\alpha)$ ainsi définie est appelée acceptance de l'appareillage.

E_S , p_R , E_α étant fixés, il suffit pour calculer chaque valeur de $\Omega(E_S, p_R, E_\alpha)$ de sélectionner les valeurs θ_R , φ_R et φ_α qui permettent d'observer le proton diffusé et l'alpha éjecté dans l'angle solide défini par les deux spectromètres magnétiques.

La figure 9 représente l'acceptance de l'appareillage en fonction de l'énergie de séparation E_S , ceci pour différentes impulsions de recul p_R et pour $E_\alpha = 70$ MeV. Il apparaît que l'acceptance peut être pratiquement considérée comme indépendante de l'énergie de liaison E_S . Nous avons donc exploité les résultats expérimentaux en prenant pour acceptance $\Omega(E_S, p_R, E_\alpha)$ correspondant à $E_S = 0$. Cette valeur est voisine des conditions expérimentales.

La figure 10 représente les variations $\Omega(p_R, E_\alpha)$ en fonction de l'énergie transférée E_α pour différentes impulsions de recul p_R . Dans la région centrale des énergies E_α détectées (70 MeV) et pour de grandes impulsions de recul ($p_R > 170$ MeV/c), l'acceptance des spectromètres diminue, elle devient négligeable pour la valeur $p_R = 200$ MeV/c. Ce calcul de l'acceptance justifie donc a posteriori la règle de sélection qui élimine tout événement présumé (p, p_α) ayant p_R supérieur à 200 MeV/c.

C H A P I T R E I I I

FORMULATION THEORIQUE ET PRINCIPE DE L'ANALYSE DES RESULTATS

Tenant compte de l'approximation de "l'Impulsion" les sections efficaces obtenues sont estimées en fonction de l'énergie de séparation et de l'impulsion p_R de la sous-structure.

L'analyse des résultats répétée suivant les mêmes règles pour chaque cible, est décrite et justifiée pour la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)d$.

I - FORMULATION THEORIQUE

Dans l'hypothèse de l'approximation de l'impulsion, la section efficace différentielle de diffusion d'un proton sur une sous-structure alpha appartenant à un noyau de masse atomique m_A peut s'écrire ⁽²⁵⁾ :

$$\frac{d^4\sigma(E_S, q)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} = K \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{p_\alpha}^{CM} \rho(q) n(E_S) = K_\alpha \rho(q) n(E_S) \quad (1)$$

- $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{p_\alpha}^{CM}$ représente la section efficace de diffusion élastique proton-alpha dans le système du centre de masse.
- $\rho(q)$ est égale à la densité de probabilité pour qu'une sous-structure, liée au noyau par l'énergie E_S , ait une impulsion q avant l'interaction.
Par définition : $\int_0^\infty \rho(q) d^3q = 1$
- $n(E_S)$ peut être considéré comme le nombre de sous-structures alpha préexistantes dans le noyau et détectées à l'énergie E_S .
- K est un facteur cinématique égal à :

$$K = \frac{m}{M^2} \frac{(m_\alpha + 1)}{m_\alpha} \frac{k_\alpha k_p}{k_0} f(q)$$

k_o , k_p , k_α représentent respectivement les vecteurs d'onde des protons incidents et diffusés, et de l'alpha détecté m et m_α correspondent aux masses du proton et de l'alpha.

$f(q)$ représente un facteur correctif voisin de 1, fonction du mouvement de la sous-structure dans le noyau avant le choc.

$$f(q) = \frac{1 - \frac{m_\alpha}{m_A}}{1 + \frac{m_\alpha}{m_A} \left\{ \frac{k_p}{k_\alpha} \cos(\theta_p + \theta_\alpha) - \frac{k_o}{k_\alpha} \cos \theta_\alpha \right\}}$$

En supposant un choc parfaitement élastique, cette correction est nulle et $f(o) = 1$.

Par contre, pour une impulsion $q = 100 \text{ MeV/c}$ et une cible de ${}^6\text{Li}$, la fonction $f(q)$ peut varier entre 0,9 et 1,1 suivant l'angle de l'impulsion $\vec{p}_R$ avec le faisceau incident. Pour les cibles allant du Carbone au Calcium, les variations de $f(q)$ sont négligeables.

Le noyau étant supposé spectateur, il est équivalent d'utiliser l'impulsion q ou l'impulsion de recul p_R du noyau résiduel, quantité effectivement mesurée. Dans ces conditions, l'équation (1) peut s'écrire :

$$\frac{d^4\sigma(E_S, p_R, E_\alpha)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} = \frac{1}{\epsilon I_o I_1} \frac{M(E_S, p_R, E_\alpha)}{\Omega(E_S, p_R, E_\alpha)} = K_\alpha \rho(p_R) n(E_S)$$

Pour chaque bande d'énergie E_α , il est alors possible d'estimer $n(E_S)$ et $\rho(p_R)$; il suffit de fixer l'un des deux paramètres E_S ou p_R et d'étudier les variations de la section efficace en fonction de l'autre paramètre.

Pour une valeur donnée du paramètre p_R , l'acceptance de l'appareillage est pratiquement indépendante de l'énergie E_S et il est alors qualitativement équivalent de représenter en fonction de E_S les variations de la section efficace ou celles des comptages $M(E_S, p_R, E_\alpha)$ précédemment illustrées par la figure 8.

Pratiquement pour des raisons de statistique, les spectres d'énergie ne correspondent pas à une valeur de l'impulsion p_R mais sont présentés pour un intervalle Δp_R important. Le poids statistique de chaque élément de la section efficace différentielle M/Ω variant rapidement avec p_R , la forme du spectre d'énergie est affectée par la manière de sommer ces éléments.

Nous avons donc préféré représenter les spectres de comptages qui sont le reflet de la qualité de l'appareillage. D'autre part, les comptages horaires sont directement utilisables pour l'expérimentateur.

Les spectres d'énergie correspondant à la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$ sont présentés figure 11 pour différents intervalles de l'impulsion de recul. En particulier, la figure 11.2. relative au domaine $\Delta p_R = [120 \text{ MeV/c}, 200 \text{ MeV/c}]$ fait apparaître une importante contribution d'événements de type inélastique qui élargissent le pic quasi-élastique.

Inversement, ayant défini sur un domaine ΔE_S un pic d'énergie, il est possible d'intégrer les éléments différentiels des sections efficaces $d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p$ sur cet intervalle ΔE_S . Les variations de la section efficace intégrée $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE$ en fonction de l'impulsion de recul p_R sont présentées figure 13 et illustrent la distribution $\rho(p_R)$.

En admettant, comme semble l'indiquer le spectre d'énergie de la figure 8, que les sous-structures puissent se répartir dans le noyau en couches d'énergie, l'étude des variations de $n(E_S)$ en fonction de l'énergie E_S permet d'estimer le profil des couches.

La valeur de $n(E_S)$ peut être calculée en intégrant les sections efficaces $d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p$ sur l'espace des impulsions p_R .

Sachant que $\int \rho(p_R) dp_R^3 = 1$, $n(E_S)$ peut s'écrire d'après l'équation (1) :

$$n(E_S) = \frac{4\pi}{K_\alpha} \int_0^\infty \frac{d^4\sigma(E_S, p_R, E_\alpha)}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} p_R^2 dp_R \quad (2)$$

Le profil des couches $n(E_S)$ relatif à la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$ est présenté figure 12-1.

La cible de Lithium étant superficiellement hydroxydée, le pic de diffusion quasi-élastique apparaît perturbé par la réaction ${}^{16}\text{O}(p, p\alpha){}^{12}\text{C}$. Cette contribution n'apparaissait pas sur le spectre d'énergie de la figure 8. Le calcul de $n(E_S)$ impose que les sections efficaces soient multipliées par p_R^2 . De ce fait, les réactions inélastiques sont favorisées et tendent à effacer le pic quasi-élastique constitué d'événements p_R faibles.

II - EXPLOITATION DES RESULTATS.

Le profil des couches $n(E_S)$ présenté figure 12-1 devrait permettre de calculer le nombre de sous-structures alpha pour une couche d'énergie. En effet, il suffit d'intégrer le profil $n(E_S)$ sur l'intervalle ΔE_S correspondant au pic quasi-élastique.

Cependant, compte tenu de la résolution expérimentale en énergie E_S , le profil $n(E_S)$ présente sur une plage intermédiaire un mélange de réactions laissant le noyau résiduel, soit dans l'état fondamental, soit dans des états dits "excités". Dans l'exemple de la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$ les contributions d'états excités sont, en fait, dues aux réactions inélastiques, aux événements fortuits et aux diffusions sur les noyaux d'oxygène.

Il est raisonnable d'imaginer que chacune de ces contributions obéit à l'équation (1) et, dans la région d'interférence des couches, la section efficace peut s'écrire :

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} = K_\alpha [F(p_R) n_F(E_S) + E(p_R) n_E(E_S)] \quad (3)$$

- $n_F(E_S)$ et $F(p_R)$ représentent respectivement le profil et la distribution de l'impulsion de recul pour le "fondamental", $n_E(E_S)$ et $E(p_R)$ caractérisant de la même manière les états dits "Excités".

Par définition :

$$\int_0^\infty F(p_R) d^3p_R = \int_0^\infty E(p_R) d^3p_R = 1$$

La sommation de la section efficace sur l'espace des impulsions de recul p_R a permis de calculer $n(E_S)$, de même, l'équation (3)

entraîne la relation :

$$n(E_S) = n_F(E_S) + n_E(E_S)$$

Il suffit donc de connaître, même approximativement, $F(p_R)$ et $E(p_R)$ pour calculer, à chaque énergie E_S , les profils n_F et n_E .

Lorsque l'énergie E_S est située dans une région correspondant au pic quasi-élastique $E_X = 0$, $n_E(E_S)$ est très inférieur à $n_F(E_S)$ et les variations de $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_\alpha dE$ avec l'impulsion de recul sont proches de la distribution $F(p_R)$. Par contre, dans le domaine d'énergie d'excitation élevée, la forme de $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE$ est voisine de celle de $E(p_R)$.

Les deux distributions dénommées respectivement $F_O(p_R)$ et $E_O(p_R)$ sont présentées figure 13. La différence de forme de ces deux distributions est systématiquement exploitée et il est possible d'estimer à chaque valeur de E_S l'importance de n_F et de n_E .

Le détail de cette méthode de séparation des couches d'énergie est exposée dans le chapitre "Techniques de l'expérience". Très sommairement, la démarche peut être illustrée comme suit :

Les deux distributions expérimentales $F_O(p_R)$ et $E_O(p_R)$ respectivement proches de $F(p_R)$ et $E(p_R)$ peuvent s'écrire :

$$F_O(p_R) = \alpha_1 F(p_R) + (1 - \alpha_1) E(p_R)$$

$$E_O(p_R) = \alpha_2 F(p_R) + (1 - \alpha_2) E(p_R)$$

- α_1 et α_2 représentent les pourcentages de réactions laissant le noyau résiduel dans l'état fondamental. Le choix des domaines d'énergie de séparation sur lesquels sont calculées les distributions expérimentales $F_O(p_R)$ et $E_O(p_R)$ entraîne que α_1 est voisin de 1 alors que α_2 est proche de 0.

Posant $A = \alpha_1/\alpha_2$, la distribution $E(p_R)$ peut être calculée compte tenu des équations précédentes pour différentes valeurs du paramètre A . Plusieurs distributions $E(p_R)$ sont ainsi illustrées figure 14. Une réaction inélastique suppose qu'outre la sous structure alpha, un nucléon ou un groupe de nucléons participent à la réaction. L'analyse de ces événements qui sont supposés continuer obéir aux règles quasi élastiques $(p, p\alpha)$ fournit une valeur p_R nulle si l'impulsion des particules contribuant à rendre la réaction

inélastique est égale et opposée à l'impulsion de la sous structure alpha. Cette probabilité de trouver dans l'espace deux vecteurs indépendants colinéaires et égaux en module est négligeable devant l'ensemble des autres combinaisons. Les distributions $E(p_R)$ correspondant à ces réactions inélastiques doivent donc présenter un minimum pour la valeur p_R nulle.

Le même raisonnement peut être appliqué aux réactions fortuites qui simuleraient une diffusion quasi élastique $(p, p\alpha)$.

Le choix de la meilleure valeur du paramètre A suppose que $E(p_R)$ ne peut être négatif et que la courbe $E(p_R)$ passe par un minimum pour $p_R = 0$. Dans l'exemple proposé, figure 14, le paramètre A est choisi égal à 6.

Connaissant $E(p_R)$ et la valeur du paramètre A , il est alors possible de définir $F(p_R)$ pour différentes valeurs de α_1 et finalement de calculer une série de profils n_F et n_E . L'étude des profils $n_E(E_S)$ pour différentes valeurs de α_1 permet alors de sélectionner les profils physiquement acceptables.

Les profils $n_F(E_S)$ et $n_E(E_S)$ correspondant à la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$ sont ainsi présentés figure 12-2 et 12-3. Ils correspondent à la sélection $\alpha_1 = 0,80$.

Le nombre de sous-structures alpha préformées, calculé en intégrant le profil $n_F(E_S)$, est alors égal à $N = 0,22 \pm 0,03$. L'erreur indiquée correspond à l'erreur statistique et à l'incertitude sur la méthode de séparation entre état fondamental et états dits "excités". L'erreur systématique due aux erreurs de calibration et de normalisation de la section efficace est estimée à 30%.

Le calcul des profils n_F et n_E repose sur l'exploitation systématique de la différence de forme entre les distributions expérimentales $F_O(p_R)$ et $E_O(p_R)$. Il n'est fait appel à aucune hypothèse théorique concernant la forme de ces courbes. Afin de vérifier la validité de la méthode, nous avons fait varier la valeur du paramètre A ainsi que les domaines d'énergie sur lesquels sont définies les distributions $F_O(p_R)$ et $E_O(p_R)$.

Les profils retenus n_F et n_E restent sensiblement identiques quelles que soient ces variations.

Lorsque p_R est proche de zéro, la forme de la distribution $E(p_R)$ dépend fortement du choix du paramètre A (figure 14). Compte tenu du faible poids statistique de $E(p_R)$, lorsque l'impulsion de recul p_R est faible, les profils des couches sont peu sensibles au choix du paramètre A .

C H A P I T R E IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour chaque cible étudiée, nous avons choisi les représentations suivantes :

- 1) Les spectres d'énergie sont exprimés en nombre de coïncidences par heure et permettent d'illustrer une organisation en couches des sous-structures dans les noyaux.
- 2) Pour chaque couche, les variations de la section efficace $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE$ caractérisent le mouvement de la sous structure.
- 3) Le profil des couches permet de calculer le nombre de sous-structures.

LITHIUM 6

La cible de Lithium 6 nous a permis de calibrer en énergie les spectres des différents corps.

Le pic de diffusion quasi-élastique ${}^6\text{Li} (p, \alpha) d$ doit correspondre conformément au bilan de cette réaction, à une énergie de séparation de 1,46 MeV ; l'équation de conservation de l'énergie permet de calculer alors de manière précise l'énergie incidente du faisceau de protons qui est trouvée égale à 572 MeV, valeur compatible avec les estimations effectuées directement sur le faisceau.

Les spectres de comptages horaires et les profils des couches ont servi à illustrer la méthode d'analyse des résultats (chapitre III - figures 11 et 12).

Le profil global des couches $n(E_S)$ fait ressortir la prédominance des réactions quasi-élastiques. L'inévitable hydroxydation superficielle de la cible de Lithium est illustrée par le pic de la réaction ${}^{16}\text{O}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$ qui apparaît nettement à $E_S = 7,16$ MeV. La méthode de séparation des couches permet de distinguer sans ambiguïté ces événements de ceux issus de la réaction quasi-élastique ${}^6\text{Li} (p, \alpha) d$ comme le montre le profil $n_F(E_S)$ relatif à la couche fondamentale (figure 12-2).

L'intégration du profil $n_F(E_S)$ permet de calculer le nombre N de sous-structures alpha

$$N = 0,22 \pm 0,03$$

Ce résultat représente une limite inférieure puisqu'il est en fait égal au nombre de clusters multiplié par le facteur d'absorption du noyau ; il peut être comparé à celui de RUHLA et al.⁽²⁴⁾ relatif à une expérience (p, α) effectuée à Orsay à 155 MeV d'énergie incidente ($N = 0,2 \pm 50 \%$).

Il est important de remarquer que le nombre de sous-structures est calculé à partir de l'équation (1) qui identifie la section efficace de diffusion p-cluster à la section efficace de diffusion p- α libre.

Pour confirmer la validité de cette hypothèse, nous avons comparé

$$\int_q \int_{E_S} \frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} d^3q dE_S \text{ à la section efficace de diffusion}$$

libre proton-alpha. D'après l'équation (1) :

$$I(E_\alpha) = \int_q \int_{E_s} \frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_P dE_\alpha dE_P} d^3q dE_s = K \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_\alpha}^{C.M.} N$$

La figure 15 donne l'allure comparative de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_\alpha}^{C.M.}$

et de $K^{-1} I(E_\alpha)$ tracée de 10 MeV en 10 MeV entre $E_\alpha = 50$ MeV et $E_\alpha = 100$ MeV.

La différence de pente entre les deux courbes ne permet pas de conclure à un désaccord, elle peut s'expliquer par une absorption nucléaire qui est de plus en plus importante au fur-et-à-mesure que l'énergie de l'alpha détecté diminue. Nos données expérimentales n'atteignent pas la région du premier minimum de la section efficace $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_\alpha}^{C.M.}$; il serait souhaitable

d'entreprendre une expérience qui permettrait de recouvrir cette région du premier minimum.

La distribution $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_P dE$, en fonction de l'impulsion de recul, relative au fondamental présente un maximum égal à $180 \text{ ub/sr}^2 \times \text{MeV}$ pour $P_R = 0$. (figure 16). Cette distribution est caractéristique d'un état s, sa largeur à mi-hauteur est égale à 35 MeV/c . Cette largeur est comparable à celle trouvée par RUHLA et al.⁽²⁴⁾, Jain et al.⁽⁴⁶⁾ (30 MeV/c) et par les expériences de diffusion ($\alpha, 2\alpha$) à basse énergie^(24,46,47).

La distribution $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_P dE$ relative aux états dits excités, relativement uniforme confirme la présence de réactions inélastiques.

Le tableau I et la figure 17 (extraits de réf. 48) regroupent les résultats d'une dizaine d'expériences sur la structure $\alpha + d$ du ${}^6\text{Li}$, exploitées en PWIA. Nos résultats sont plus précis tant du point de vue incertitude sur le nombre de sous-structures que du point de vue incertitude sur la largeur à mi-hauteur de la distribution en impulsion de recul.

Il apparaît que les expériences ($\alpha, 2\alpha$) sur le ${}^6\text{Li}$ conduisent à mesurer un nombre de clusters plus faible que dans les expériences ($p, p\alpha$). La largeur à mi-hauteur de la distribution en impulsion de recul est de même plus étroite. Ces constatations tendent à démontrer que même dans le cas de noyaux légers tels que le ${}^6\text{Li}$, l'absorption de la particule alpha incidente n'est pas négligeable et que les expériences ($\alpha, 2\alpha$) se limitent préférentiellement à des diffusions dans la région périphérique des noyaux ; les expériences du type ($P, P\alpha$) sont des sondes plus efficaces pour l'étude des corrélations nucléaires. La forme de la distribution en impulsion de recul confirme que la sous-structure alpha détectée est caractéristique d'un état s ; la largeur à mi-hauteur de cette distribution diminue lorsque l'absorption augmente ce qui suggère que les sous-structures éjectées à la périphérie du noyau possédaient une faible impulsion.

LITHIUM 7

Les spectres de comptages horaires sont représentés figure 18 pour plusieurs bandes d'impulsion de recul. Le pic de diffusion quasi-élastique laissant le noyau résiduel au repos apparaît sans ambiguïté pour $E_S = 2,5$ MeV, cette valeur correspond au bilan Q de la réaction ${}^7\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{H}$. Ce pic tend à s'estomper progressivement au profit des réactions inélastiques sur les spectres correspondant aux grandes impulsions de recul.

Les profils $n_F(E_S)$ et $n_E(E_S)$ relatifs respectivement à l'état fondamental et aux excités sont représentés figure 19. Comme pour le Lithium 6, l'hydroxydation superficielle de la cible fait apparaître sur le profil des états excités le pic relatif à la réaction ${}^{16}\text{O}(p, \alpha) {}^{12}\text{C}$.

L'examen de ce profil révèle, à côté du pic de l'oxygène, une distribution d'évènements correspondant à une énergie de séparation comprise entre 15 MeV et 35 MeV ; ces évènements peuvent être attribués à des réactions de diffusion inélastique éjectant une sous-structure alpha mais ne laissant pas le noyau résiduel de tritium spectateur.

Le nombre de sous-structures alpha obtenu par intégration du profil $n_F(E_S)$ est égal à :

$$N_1 = 0,14 \pm 0,02$$

Le nombre N_2 de sous-structures alpha correspondant à des réactions de type inélastique est trouvé égal à :

$$N_2 = 0,09 \pm 0,03$$

Le nombre total de sous-structures alpha est alors

$$N = N_1 + N_2 = 0,23 \pm 0,04$$

La comparaison de ce résultat avec celui du Lithium 6 permet de suggérer que la probabilité d'existence d'une sous-structure alpha est la même pour ces deux noyaux ; le noyau résiduel composé de 3 nucléons ($2n + 1p$) dans le cas du Lithium 7 rendant la diffusion quasi-élastique délicate. Des réactions de diffusions (p, pd) et (p, pt) sur le Lithium 7 menées conjointement avec des expériences (p, α) permettraient de préciser la structure de ce noyau.

La distribution en impulsion de recul $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE$ présentée figure 20 a un maximum égal à $15 \mu\text{b}/\text{sr}^2 \times \text{MeV}$, sa largeur à mi-hauteur est de 80 MeV/c. Elle semble formée de deux distributions superposées, un état

$l = 0$ correspondant à une solution de la forme $e^{-\alpha p_R^2}$ et un état $l \neq 0$ pouvant être représenté par $p_R^2 e^{-\alpha p_R^2}$

Le nombre de sous structures N_1 est égal à l'intégration de la section efficace sur l'espace des impulsions de recul. La distribution relative aux états $l \neq 0$ domine les grandes valeurs d'impulsion de recul, ce qui permet de conclure que les sous structures alpha sont distribuées principalement dans un état $l \neq 0$.

CARBONE 12

Les spectres en énergie de séparation présentés figure 21 font clairement apparaître à $E_S = 7,4$ MeV le pic de diffusion quasi-élastique de la réaction $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$ laissant le noyau résiduel au repos.

Le pouvoir de résolution du dispositif expérimental ne permet pas de mettre en évidence le premier état excité du ^8Be distant de 2,9 MeV du pic quasi-élastique. Cependant, la méthode de séparation utilisée permet d'isoler les événements laissant le noyau résiduel dans l'état fondamental.

Les profils du "Fondamental" et des "Excités" sont représentés figure 22. L'intégration du profil $n_F(E_S)$ donne pour nombre de sous-structures :

$$N_1 = 0,15 \pm 0,05$$

Ce résultat est en accord avec celui obtenu par GOTTCHALK et col. ⁽²⁵⁾ à 160 MeV ($N_1 = 0,15 \pm 50 \%$).

La distribution en impulsion de recul de la section efficace $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE}$ présentée figure 23 est caractéristique d'un état s ; le maximum de cette section efficace est égal à $25 \mu\text{b}/\text{sr}^2 \times \text{MeV}$ et la largeur à mi-hauteur 60 MeV/c.

La figure 24 permet de comparer $K^{-1}I(E_\alpha)$ (équation 1) à la section efficace de diffusion proton-alpha $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p\alpha}^{\text{C.M.}}$. Comme pour le Lithium 6, il n'apparaît pas pour le domaine d'énergies E_α détectées, de différence notable entre la section efficace de diffusion proton-cluster et la section efficace de diffusion libre proton- α .

MAGNESIUM 24

Le pic quasi-élastique de la réaction $^{24}\text{Mg}(p, p\alpha)^{20}\text{Ne}$ laissant le noyau résiduel au repos apparaît nettement sur le spectre, en énergies de séparation correspondant à de petites valeurs de p_R (figure 25-1). Pour des domaines d'impulsion de recul plus importante, la contribution des réactions inélastiques augmente et devient même prédominante (figure 25-2) ; l'importance

du nombre de ces réactions ne permet pas d'isoler le pic quasi-élastique laissant le noyau résiduel au repos sur la distribution tracée pour la totalité des impulsions de recul analysées (figure 25-3).

Le profil du "Fondamental" représenté figure 26 permet de calculer le nombre de sous-structures alpha :

$$N_1 = 0,013 \pm 0,004$$

La distribution en impulsion de recul p_R , figure 27, est caractéristique d'un état s, son maximum est égal à $3 \mu\text{b}/\text{sr}^2 \times \text{MeV}$ et sa largeur à mi-hauteur est de $40 \text{ MeV}/c$.

La diffusion quasi-élastique $^{24}\text{Mg}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ laissant le noyau résiduel dans l'état fondamental a été calculée en termes de P.W.I.A. et D.W.I.A. Le rapport des sections efficaces entre ondes planes et ondes distordues est présenté figure 28 (reproduite de la référence 38) pour différentes énergies de protons incidents. L'angle de détection du proton diffusé est toujours égal à 60° ce qui impose l'énergie de l'alpha éjecté.

Les énergies d'alphas détectés dans notre expérience sont comprises entre 50 MeV et 100 MeV . D'après la figure 28, le rapport des sections efficaces est donc égal à :

$$R = \frac{\sigma_{\text{DW}}}{\sigma_{\text{PW}}} \approx 0,1$$

Dans ces conditions, le nombre effectif de clusters, estimé à partir d'une analyse D.W.I.A. serait :

$$S_\alpha = \frac{N_1}{R} = 0,13 \pm 0,04$$

Ce nombre de clusters est à comparer au facteur spectroscopique introduit dans l'analyse $^{24}\text{Mg}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ effectuée à Orsay avec des protons incidents de $150 \text{ MeV}^{(30)}$ ($S_\alpha = 0,23 \pm 0,07$)

ALUMINIUM 27

Le spectre d'énergie de la réaction $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{23}\text{Na}$ représenté figure 29 a été tracé pour des impulsions de recul allant de 0 à $200 \text{ MeV}/c$ et pour un domaine d'énergies d'alpha détectés compris entre 50 et 90 MeV . Le bilan de la réaction

fixe l'emplacement d'un éventuel pic de diffusion quasi-élastique à une valeur $E_S = 10$ MeV. Le pic situé à cette valeur d'énergie n'est pas significatif, seuls des événements inélastiques d'énergies d'excitation élevées, ont pu être décelés. De plus, lors du tri des événements, il est apparu une importante contribution d'événements provenant de réactions (p,pd), (p,pt) et (p,p³He) ; ce noyau qui présente peu de possibilités de structures alpha détectables permet de préciser les limites de l'expérience.

CALCIUM 40

Le pic quasi-élastique de la réaction $^{40}\text{Ca}(p,p\alpha)^{36}\text{Ar}$ réapparaît à $E_S = 7$ MeV sur le spectre en énergies de séparation figure 30. Ce spectre est tracé pour l'ensemble des impulsions de recul ($0 < p_R < 200$ MeV/c) et pour un domaine d'énergies E_α détecté comprises entre 50 et 90 MeV.

Il est de nouveau possible de tracer le profil $n_F(E_S)$ correspondant à la couche "Fondamental" (figure 31). Le nombre de sous-structures est trouvé égal à :

$$N_1 = 0,08 \pm 0,03$$

La distribution $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE}$ présentée figure 32 est significative d'un état s, son maximum est égal à $4 \mu\text{b}/\text{sr}^2 \times \text{MeV}$ et sa largeur à mi-hauteur de 60 MeV/c. Au-delà de 150 MeV/c, les points expérimentaux peuvent être considérés comme résultant d'événements fortuits.

Pour les différentes cibles, l'ensemble des résultats est rassemblé dans le tableau II.

C H A P I T R E V

TECHNIQUES ORIGINALES DE L'EXPERIENCE

Après avoir consacré le premier paragraphe aux caractéristiques des chambres proportionnelles multifils ainsi qu'aux techniques de lecture des plans de fils, nous donnons le principe de calcul des trois composantes du vecteur induction magnétique $\vec{B}$ de l'aimant d'analyse protons.

Le détail de la méthode de séparation des couches "Fondamental" et "Excités" est exposé dans le troisième paragraphe.

I - LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES MULTIFILS⁽³⁹⁾

Les caractéristiques mécaniques des six chambres équipant les deux voies d'analyse sont résumées dans le tableau III.

Chacune des chambres comporte un plan de lecture de fils verticaux distants les uns des autres de 2 mm et, suivant la précision désirée, un ou deux plans de fils inclinés à $+ 15^\circ$ et $- 15^\circ$ (figure 33). Les fils sont en tungstène doré de 20 μm de diamètre tendus à 50 gf sur un cadre en "Vitronite" de 8 mm d'épaisseur. Lorsque le point de passage d'une particule est reconstitué par trois plans de fils, la précision de localisation horizontale est $\sigma_x = 0,43 \text{ mm}$ et verticale $\sigma_y = 13 \text{ mm}$.

Les plans haute tension sont situés à 8 mm de part et d'autre de chaque plan de lecture. Afin d'éviter que des décharges électriques se produisent entre ces plans de fils, le long des cadres, des anneaux de garde ont été placés à une distance de 1 mm de chaque côté des plans de lecture. Chaque anneau de garde pénètre de 2 mm à l'intérieur de la chambre et a une épaisseur de 0,3 mm. Ils sont portés à un potentiel de 600 Volts.

Les plans haute tension des grandes chambres équipant le spectromètre proton sont tissés avec des fils de tungstène doré d'un diamètre égal à 40 μm , tendus à 100 gf. Ces fils sont placés à 1 mm les uns des autres, la direction de chacun d'eux est perpendiculaire à celle des fils de lecture verticaux. Dans le cas particulier de la grande chambre Protons PC 3, les fils

des plans haute tension ont une longueur de 1,50 m ; pour leur éviter de s'écarter de leur position théorique sous l'effet des forces d'attraction exercées par les plans de lecture, ils sont maintenus tous les 30 cm par des fils de nylon placés de part et d'autre (figure 33).

Les plans haute tension des chambres équipant le spectromètre alpha sont constitués par des feuilles de Mylar dont les deux faces sont rendues conductrices par une couche d'Aluminium. Cette technique rend l'absorption et la diffusion des particules alpha uniformes.

Les différents plans de chacune des chambres sont mécaniquement indépendants les uns des autres, l'étanchéité entre chacun d'eux est assurée par un joint, ce qui permet un démontage rapide en cas de rupture d'un fil.

L'ensemble des chambres est alimenté par un mélange de gaz conventionnellement baptisé "gaz magique" (74,5 % d'Argon, 25 % d'Isobutane, 0,5 % de Fréon + Méthylal en tension de vapeur saturante à 0°C) ; ce mélange se sature moins vite que le traditionnel mélange Argon - Isobutane et possède un coefficient d'amplification 100 fois plus élevé. L'amplitude des signaux détectés sur une impédance de 1,7 k Ω placée sur chaque fil de lecture est comprise entre 10 mV et 100 mV, ce qui permet de se limiter à une amplification sommaire sans être gêné par les problèmes de bruits à faible niveau.

Les tensions de fonctionnement des chambres se situent entre 5 500 V et 6 300 V. Un micro-ampèremètre placé en série sur chacune d'entre elles permet de déceler rapidement les anomalies qui pourraient survenir au cours de l'expérience et de contrôler les courants permanents de fuites qui risquent d'apparaître entre les plans haute tension et les anneaux de garde.

La méthode de lecture utilisée est voisine de celle employée par BONAZZOLA⁽⁴⁰⁾.

Etant donné l'intensité du faisceau incident (10^9 protons par cycle machine) et l'épaisseur des cibles étudiées, le flux de particules traversant par unité de surface les chambres proches de la cible est de l'ordre de 200/cm²/cycle machine. Dans ces

conditions, une lecture rapide et indépendante de chaque fil est nécessaire. Par contre, les autres chambres de chacune des voies d'analyse voient une densité de particules plus faible, et on a pu envisager de coder les informations de plusieurs fils pour alléger l'électronique d'acquisition. Cette méthode est baptisée "Matriçage".

Pour une lecture matriciée, 64 fils sont groupés par ensembles de 8 fils adjacents ; ainsi, 64 fils constituent 8 groupes G classés de 1 à 8. A l'intérieur d'un groupe, chaque fil est repéré par un numéro N correspondant à sa position ; un fil est alors repéré par deux nombres : son numéro de groupe G et sa position N. Par exemple, le 14^e fil de la figure est codé G = 2, N = 6 (le 6^e fil du deuxième groupe).

N° fil	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15...
N° groupe	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	2	2	2	2 ...
position	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	4	5	6	7....

Un tel système réduit par un facteur 4 le nombre de mémoires nécessaires à l'acquisition (16 mémoires au lieu de 64 pour l'exemple cité).

Les préamplificateurs de chaque fil (ou de chaque groupe de fils lorsque le codage matricié est utilisé) sont placés directement sur les chambres. Les signaux de sortie de 100 mV d'amplitude sont transmis sous forme différentielle à la logique d'acquisition par une paire de fils torsadés. Cette technique élimine pratiquement les impulsions parasites induites pendant le trajet et évite le blindage fastidieux des nappes de fils.

La logique d'acquisition est située à 10 mètres de l'aire expérimentale. Le schéma de principe en est donné figure 34. Une carte de circuit imprimé contenant 16 canaux de mise en mémoire forme par définition un sous-ensemble logique S.E.L. (l'ensemble des fils des chambres a pu être connecté pour mise en

mémoire sur 96 sous-ensembles logiques). Lorsqu'un fil de chambre est sensibilisé, l'impulsion électrique qu'il délivre est envoyée après préamplification à l'entrée d'un canal. Le signal est alors mis en forme et retardé afin d'arriver vers la porte d'écriture en coïncidence avec le signal issu de la logique de déclenchement. La mémoire correspondante est alors mise dans l'état + 1.

L'ordre de lecture est ensuite donné au premier S.E.L. de 16 canaux. Si aucune des mémoires n'a été sensibilisée, la lecture est immédiatement reportée au sous-ensemble suivant en moins de 20 ns. Le contenu des 16 mémoires est alors transféré en 100 ns au calculateur, par l'intermédiaire d'une nappe de 16 fils, ainsi que l'adresse du S.E.L. L'ordre de lecture du S.E.L. suivant remet à zéro les mémoires qui viennent d'être lues.

Les S.E.L. sont logés dans un panier de type CAMAC. Chacun des paniers possède une carte "commande" qui distribue les ordres (validation d'écriture, lecture, remise à zéro) aux S.E.L. et transmet les données au calculateur. Pour identifier un panier, le S.E.L. dont le contenu des mémoires a été transmis au calculateur, une carte d'adresse est lue au début de chaque acquisition. La mise en mémoire des informations fournies par les 4 500 fils des chambres proportionnelles a nécessité six paniers.

II - CALCUL DU VECTEUR INDUCTION MAGNETIQUE $\vec{B}$ ⁽³⁷⁾

Le système de coordonnées liées à l'aimant "Astérix" est représenté figure 35. L'origine des coordonnées est choisie au centre de l'aimant, l'axe $z'Oz$ traverse horizontalement l'aimant et est orienté suivant le sens de parcours des particules ; xOx' fournit la coordonnée transversale et yOy' la distance par rapport aux pôles.

Pour z et y fixés, la valeur de la composante B_y varie peu avec la coordonnée x . Afin de minimiser les fluctuations expérimentales des mesures égales à ± 5 Gauss, pour toute valeur z et y , $B_y(x)$ est avantageusement remplacé par une loi de la forme :

$$B_y = ax^4 + bx^2 + c$$

Les coefficients a , b , c dépendent de y et de z . La valeur de B_y obtenue après lissage est affectée d'une erreur $\sigma_{B_y} = 1,5$ Gauss.

L'examen de la carte de champ montre que le long d'un axe vertical, $|\vec{B}_y|$ admet un plan de symétrie voisin du plan $y = 0$ cm. Les trajectoires des particules analysées sont comprises entre les plans $y = + 11$ cm et $y = - 11$ cm ; dans ce domaine, le long d'un axe vertical, la valeur de B_y a été prise égale à :

$$B_y = \alpha y^2 + \beta y + \gamma \quad (1)$$

Les coefficients α , β , γ sont déterminés à l'aide des trois valeurs de champ mesurées en $- 8$ cm, 0 cm et $+ 8$ cm.

Pour calculer les valeurs des trois composantes du champ magnétique B_x , B_y , B_z en un point M quelconque, il suffit de considérer la "cellule magnétique" définie par le parallélépipède rectangle de la figure 35. Les points A , B , C , D situés dans le plan $y = + 8$ cm, pour lesquels la composante verticale B_y de l'induction magnétique a été mesurée enserrant le point M . Les points E , F , G , H et I , J , K , L respectivement situés dans les plans $y = 0$ cm et $y = - 8$ cm achèvent de définir le parallélépipède.

L'équation (1) permet de calculer les quatre valeurs de B_y correspondant aux points 1, 2, 3 et 4 situés dans le plan horizontal passant par M . L'interpolation linéaire entre les points 1 et 4, puis 2 et 3 fournit les valeurs $B_y (M')$ et $B_y (M'')$. Une seconde interpolation linéaire entre M' et M'' détermine la composante B_y au point M .

L'équation (1) permet de fixer l'ordonnée y des points 5, 6, 7 et 8 pour lesquels la valeur de la composante B_y passe par un maximum. Compte tenu de la symétrie de l'aimant, il est logique d'identifier en chacun de ces points, le vecteur induction magnétique $\vec{B}$ à sa composante $\vec{B}_y$. La détermination de la composante $\vec{B}_x$ au point M' se fait en écrivant que la circulation du vecteur $\vec{B}$ le long du parcours fermé 5, 1, 4 et 8 est nulle.

$$0 = \int_5^1 B_y dy + \int_1^4 B_x dx + \int_4^8 B_y dy + \int_8^5 B_x dx$$

La valeur de B_x étant nulle aux points 5 et 8, il est raisonnable d'admettre qu'il en est de même en tous points du segment 5-8, ce qui permet finalement d'écrire :

$$\int_1^4 B_x dx = \int_1^5 B_y dy + \int_8^4 B_y dy$$

Il est alors possible de calculer la valeur moyenne de B_x entre les points 1 et 4. Expérimentalement, cette valeur moyenne varie peu quand on passe d'une cellule à la suivante et la valeur exacte de B_x peut s'écrire :

$$B_x = \frac{1}{x_4 - x_1} \left[\int_1^5 B_y dy + \int_8^4 B_y dy \right]$$

Le calcul de $\int B_y dy$ est effectué rigoureusement à partir de l'équation (1).

La valeur de B_x entre les points 2 et 3 est obtenue de la même manière. L'interpolation linéaire entre les points M' et M'' fournit la composante au point M .

La valeur de B_z au point M est déterminée en adoptant le même principe. Il suffit de calculer successivement la circulation du vecteur induction magnétique le long des parcours 5-1-2-6 et 3-4-8-7 puis d'interpoler linéairement.

III - METHODE DE SEPARATION DES COUCHES⁽⁴¹⁾

A) Rappel

Nous avons exprimé au chapitre III la section efficace différentielle de diffusion d'un proton sur une sous-structure alpha en fonction de la contribution de l'état fondamental et de celle des états excités :

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p} = K_\alpha [F(p_R) n_F(E_S) + E(p_R) n_E(E_S)] \quad (1)$$

L'intégration de cette section efficace, d'une part sur un domaine d'énergies de séparation ΔE_S correspondant au pic de diffusion quasi-élastique et, d'autre part, sur un domaine d'énergies d'excitation élevées, a permis de définir respectivement deux distributions en impulsion de recul $F_o(p_R)$ et $E_o(p_R)$:

$$\begin{aligned} F_o(p_R) &= \alpha_1 F(p_R) + (1 - \alpha_1) E(p_R) \\ E_o(p_R) &= \alpha_2 F(p_R) + (1 - \alpha_2) E(p_R) \end{aligned} \quad (2)$$

Ces distributions sont respectivement proches de $F(p_R)$ et de $E(p_R)$. La différence de forme entre ces deux distributions permet de calculer $E(p_R)$ par ajustement du rapport $A = \alpha_1/\alpha_2$ (chapitre III - § II) :

$$E(p_R) = \frac{A E_o(p_R) - F_o(p_R)}{A - 1}$$

Connaissant $E(p_R)$ et A , la détermination de α_1 fixerait parfaitement la distribution $F(p_R)$. Cette détermination nécessite l'introduction de la variable paramètre de mélange.

L'équation (1) permet de définir pour chaque valeur de l'énergie de séparation E_S , une distribution en impulsion de recul $g(E_S, p_R)$:

$$g(E_S, p_R) = n(E_S) \frac{1}{K_\alpha} (d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p) = \gamma(E_S) F(p_R) + (1 - \gamma(E_S)) E(p_R) \quad (3)$$

$$\int_0^\infty g(E_S, p_R) d^3p_R = 1$$

Cette fonction est un mélange des densités de probabilité $F(p_R)$ du Fondamental et $E(p_R)$ des Excités. $\gamma(E_S)$ représente le pourcentage de la distribution $F(p_R)$ qui intervient dans $g(E_S, p_R)$; c'est le paramètre de mélange :

$$\gamma(E_S) = \frac{n_F(E_S)}{n_F(E_S) + n_E(E_S)}$$

Pour des valeurs d'énergie de séparation voisines du pic de diffusion quasi-élastique, la distribution $g(E_S, p_R)$ est proche de la densité de probabilité $F(p_R)$ de l'état Fondamental et $\gamma(E_S)$ est voisin de 1. Pour des valeurs d'énergie de séparation E_S éloignées du pic de diffusion quasi-élastique, la contribution de $E(p_R)$ est prédominante et $\gamma(E_S)$ est pratiquement égal à zéro.

L'intégration de la section efficace expérimentale $d^4\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_p dE_\alpha dE_p$ sur l'espace des impulsions de recul permet de calculer le profil des couches :

$$n(E_S) = n_F(E_S) + n_E(E_S)$$

Il suffirait donc de connaître la fonction paramètre de mélange $\gamma(E_S)$ pour fixer le profil $n_F(E_S)$ du Fondamental et celui $n_E(E_S)$ des Excités.

$$n_F(E_S) = \gamma(E_S) n(E_S)$$

$$n_E(E_S) = (1 - \gamma(E_S)) n(E_S)$$

La distribution $F(p_R)$ n'étant pas connue, l'équation (3) ne permet pas de déterminer la fonction $\gamma(E_S)$. Il est cependant possible de calculer une fonction $\gamma'(E_S)$ voisine du paramètre de mélange $\gamma(E_S)$ en substituant la distribution expérimentale $F_o(p_R)$ à $F(p_R)$ dans l'équation (3).

$$g(E_S, p_R) = \gamma'(E_S) F_o(p_R) + (1 - \gamma'(E_S)) E(p_R)$$

$$\gamma'(E_S) = \frac{g(E_S, p_R) - E(p_R)}{F_o(p_R) - E(p_R)}$$

La figure 36 représente la fonction $\gamma'(E_S)$ pour le ${}^6\text{Li}$. La valeur de cette fonction est voisine de 1 à l'emplacement du pic de diffusion quasi-élastique ; elle décroît progressivement pour tendre vers zéro lorsque l'énergie de séparation augmente.

Le système d'équations (2) permet de relier le paramètre de mélange à $\gamma'(E_S)$:

$$\gamma(E_S) = \alpha_1 \gamma'(E_S)$$

La valeur maximale de $\gamma'(E_S)$ étant supérieure à 1, α_1 est obligatoirement inférieur à la limite :

$$\alpha_{1\text{Max}} = \frac{1}{\gamma'_{\text{Max}}}$$

Pour le ${}^6\text{Li}$, la valeur maximale de $\gamma'(E_S)$ impose la limite :

$$\alpha_{1\text{Max}} = 0,91.$$

La détermination de α_1 fixerait parfaitement le paramètre de mélange et permettrait alors de calculer les profils $n_F(E_S)$ et $n_E(E_S)$. Cette détermination s'effectue en étudiant

l'évolution de la forme des profils $n_E(E_S)$ des états Excités calculés pour une série de valeurs α_1 . La surestimation de α_1 se traduit sur le profil $n_E(E_S)$ par l'apparition d'une vallée située dans la région correspondant au pic de diffusion quasi-élastique (figure 37-1), ce "creux" est physiquement inexplicable. A l'inverse, la sous-estimation de α_1 fait apparaître sur le profil des Excités un pic caractéristique de l'état Fondamental et qui n'a pas lieu d'être (figure 37-2). Finalement, le choix de la valeur $\alpha_1 = 0,80$ donne les profils $n_F(E_S)$ et $n_E(E_S)$ corrects (figure 12) et achève de préciser le paramètre de mélange $\gamma(E_S)$.

Les nombres de sous-structures alpha correspondant aux couches Fondamental et Excités sont calculés en sommant respectivement les profils $n_F(E_S)$ et $n_E(E_S)$ sur les énergies de séparation. Les résultats obtenus sont des valeurs minimales, le nombre de sous-structures alpha détectées étant égal au nombre réel de sous-structures atténué du facteur d'absorption du noyau.

Le nombre de sous-structures alpha préformées calculé en intégrant le profil $n_F(E_S)$ du ${}^6\text{Li}$ présenté figure 12-2 est égal à :

$$N = 0,22 \pm 0,03$$

La distribution en impulsion de recul $F(p_R)$ est calculée en reportant la valeur de α_1 dans l'équation (1) :

$$F(p_R) = \frac{F_0(p_R) - (1 - \alpha_1) E(p_R)}{\alpha_1}$$

La distribution $F(p_R)$ relative au ${}^6\text{Li}$ est présentée figure 38.

C O N C L U S I O N

Le dispositif expérimental adopté permet, grâce à sa large acceptance ($2,5 \cdot 10^{-2}$ sr.), d'enregistrer en une seule fois l'ensemble des réactions $(p, p\alpha)$ dans une grande plage d'énergies de séparation E_S et d'impulsions p_R du noyau de recul.

L'énergie cinétique du faisceau de protons incidents (600 MeV), permet d'éjecter les sous-structures alpha avec des énergies de quelques dizaines de MeV et de s'affranchir ainsi des réactions "parasites" telles que : cassure du noyau et désintégration séquentielle ; il est alors facile de mettre en évidence les réactions de diffusion quasi-élastique.

La grande sélectivité de la logique de déclenchement (due en grande partie aux critères rigoureux imposés à la "voie alpha") a ramené à des proportions raisonnables le pourcentage d'événements enregistrés correspondant à des diffusions sur des sous-structures de charge unité.

Malgré la médiocrité du pouvoir de résolution de l'appareillage, nous avons mis au point une méthode originale qui permet de sélectionner les événements $(p, p\alpha)$ provenant d'une réaction de diffusion quasi-élastique ayant laissé le noyau résiduel au repos ; cette méthode a pu être appliquée avec succès pour le ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{40}\text{Ca}$. Son intérêt est dû à ce qu'elle exploite de manière systématique les différences de forme entre les distributions expérimentales et ne fait appel à aucune hypothèse physique.

Des réactions de diffusion quasi-élastique ont été détectées sur tous les noyaux étudiés, excepté l' ${}^{27}\text{Al}$ où seuls des événements inélastiques ont été observés.

Les sections efficaces $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dE}$ correspondant à la

couche d'énergie laissant le noyau résiduel au repos sont, pour tous les corps étudiés, caractéristiques d'un état s , excepté dans le cas du ${}^7\text{Li}$ où l'existence d'un état p est confirmée. Ces résultats encourageants indiquent que l'étude des corrélations entre nucléons pourrait être abordée à l'aide des expériences $(p, p\alpha)$ effectuées avec des noyaux légers pour lesquels les distorsions des particules entrantes et sortantes sont minimales. De telles expériences, utilisant un spectromètre proton à haute résolution et un faisceau incident de l'ordre du GeV, permettraient de comparer la section efficace effective de la diffusion proton-cluster et la diffusion $p\text{-}\alpha$ libre. Il sera alors possible de préciser dans quelles limites l'identification actuellement admise de ces deux sections efficaces est acceptable.

L'étude de couches profondes de sous-structures alpha ne peut évidemment être abordée que par des expériences $(p, p\alpha)$ utilisant des cibles de masses moyennes et lourdes.

Les nombres de sous-structures que nous avons calculés pour les différents corps, sont des valeurs minimales car ils sont atténués d'un facteur dû à la distorsion du noyau. L'exploitation en D.W.I.A. de cette expérience permettrait d'obtenir les facteurs spectroscopiques comme cela a été fait pour une expérience effectuée à plus basse énergie⁽²⁶⁻³¹⁾ ; il semble prématuré, compte tenu de la connaissance rudimentaire des paramètres du potentiel optique, d'effectuer une telle analyse à 600 MeV⁽³⁸⁾.

Nous espérons que des expériences $(p, p\alpha)$ de haute résolution seront entreprises sur le nouvel accélérateur Saturne II.

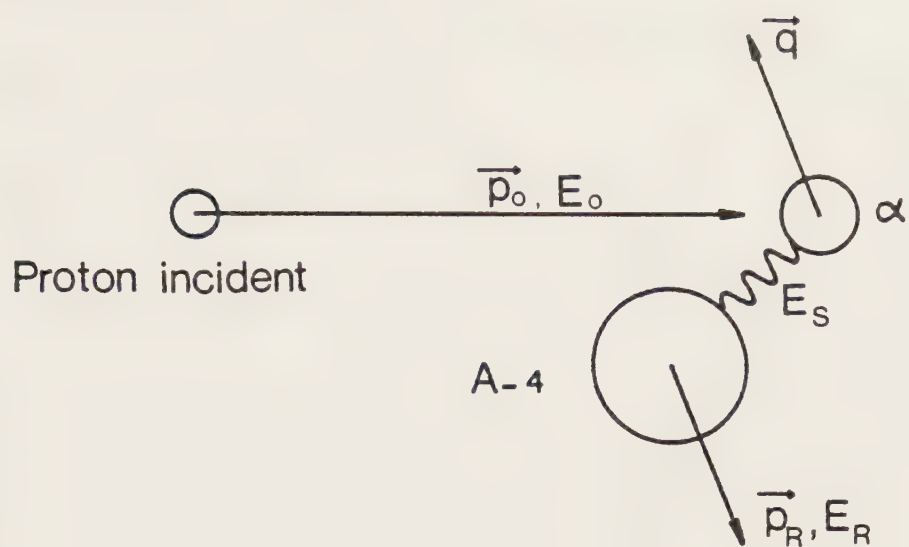
REFERENCES

- (1) H. TYREN, P. HILLMAN and TH. MARIS, Nuclear Physics 7 (1958) 10.
- (2) G. TIBELL, O. SUNBERG and P.U. RENBERG, Arkiv för Fysik 25 (1963) 433.
- (3) H. TYREN, S. KULLANDER, O. SUNBERG, R. RAMACHANDRAN, P. ISACSON and T. BERGGREN, Nuclear Physics 79 (1966) 321.
- (4) C. RUHLA, M. ARDITI, H. DOUBRE, J.C. JACMART, M. LIU, R.A. RICCI, M. RIOU and J.C. ROYNETTE, Nuclear Physics A.95 (1967) 526.
- (5) J.C. ROYNETTE, M. ARDITI, J.C. JACMART, F. MAZLOUM, M. RIOU and J.C. RUHLA, Nuclear Physics A.95 (1967) 545.
- (6) P. HILLMAN, H. TYREN and TH. MARIS, Physical Review Letters 5 (1958) 1
- (7) M. RIOU, Review of Modern Physics 37 (1965) 375.
- (8) A.N. JAMES, P.T. ANDREWS, P. BUTLER, N. COHEN and B.G. LOVE, Nuclear Physics A.133 (1969) 89.
- (9) P. HILLMAN, H. TYREN and TH. MARIS, Physical Review Letters 5 (1958) 1
- (10) H. TYREN, S. KULLANDER and R. RAMACHANDRAN, International Symposium on Direct Interactions, Padoue (1962).
- (11) J.P. GARRON, J.C. JACMART, M. RIOU, C. RUHLA, J. TEILLAC, C. CAVERZASIO and K. STRAUCH, Physical Review Letters 7 (1961) 261.
- (12) G. LANDAUD, J. YONNET, S. KULLANDER, F. LEMEILLEUR, P.U. RENBERG, B. FAGERSTRÖM, A. JOHANSSON and G. TIBELL, Nuclear Physics A.173 (1971) 337.
- (13) U. AMALDI Jr., G. CAMPOS VENUTI, G. CORTALESSA, E. De SANTIS, S. FRULLANI, R. LOMBARD and P. SALVADORI, Physics Letters 22 (1966) 59
- (14) M. BERNHEIM, A. BUSSIÈRE, A. GILLEBERT, J. MOUGEY, PHAN XUAN HO, M. PRIOU, D. ROYER, I. SICK and G.J. WAGNER, Physical Review Letters 32 (1974) 898.

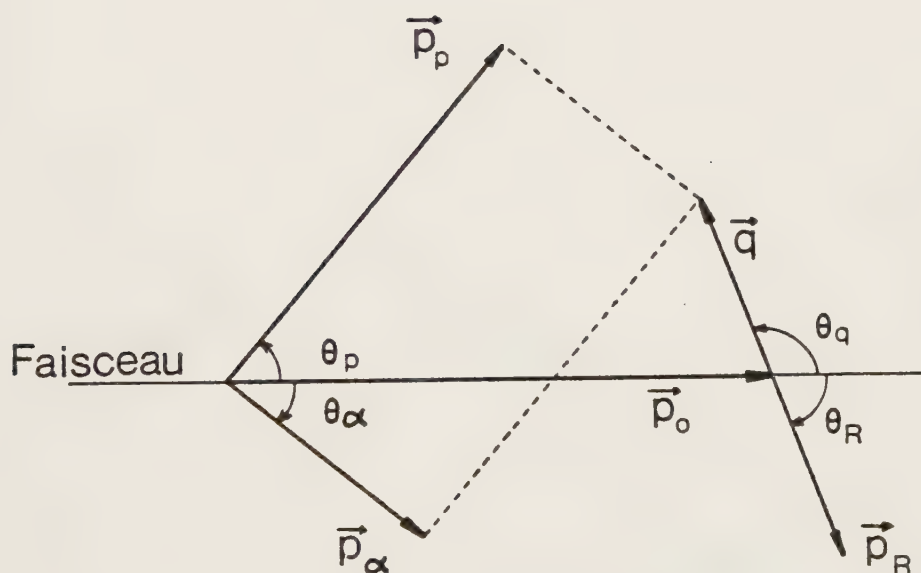
- (15) M_ DANOS and V. GILLET, Physics Letters 34B (1970) 24.
- (16) A. MESSIAH, Journal de Physique C6, 32 (1971) 1.
- (17) V. GILLET, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 23.
- (18) V. GILLET, Journal de Physique C6, 32 (1971) 17.
- (19) A. JAFFRIN, Journal de Physique C5, 36 (1975) 59.
- (20) P. BEREGI, N.S. ZELENSKAYA, V.G. NEUDATCHIN and YU.F. SMIRNOV, Nuclear Physics 66 (1965) 513.
- (21) V.V. BALASHOV, A.N. BOYARKINA and I. ROTTER, Nuclear Physics 59 (1964) 417.
- (22) D. KURATH, Physical Review C7 (1973) 1390.
- (23) A.N. JAMES and H.G. PUGH, Nuclear Physics 42 (1963) 441.
- (24) C. RUHLA, M. RIOU, M. GUSAKOW, J.C. JACMART, M. LIU and L. VALENTIN, Physics Letters 6 (1963) 282.
- (25) B. GOTTSCHALK and S.L. KANNENBERG, Physical Review C2 (1970) 24.
- (26) D. BACHELIER, M. BERNAS, O.M. BILANIUK, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN and P. RADVANYI, Journal de Physique C5 33 (1972) 121.
- (27) D. BACHELIER, M. BERNAS, O.M. BILANIUK, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN and P. RADVANYI, Physical Review C7 (1973) 165.
- (28) D. BACHELIER, J.L. BOYARD, T. HENNINO, H.D. HOLMGREN, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS and M. ROY STEPHAN, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei" University of Maryland (1975) 313.
- (29) D. BACHELIER, J.L. BOYARD, T. HENNINO, H.D. HOLMGREN, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS and M. ROY STEPHAN, Journal de Physique C5 36 (1975) 127.
- (30) D. BACHELIER, M. BERNAS, O.M. BILANIUK, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS and M. ROY STEPHAN, Nuclear Physics A268 (1974) 488.
- (31) J.C. JOURDAIN, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud Orsay (1974).
- (32) G. CHARPAK, Proceeding of the 1969 CERN school of Physics-Leysin.
- (33) A. BOUCLIER, G. CHARPAK, Z. DIMCOVSKI, G. FISHER, F. SAULI, G. COIGNON and G. FLUGGE, Nuclear Instruments and Methods 88 (1970) 149.
- (34) G. CHARPAK and F. SAULI, Nuclear Instruments and Methods 96 (1971) 3.

- (35) G. CHARPAK, G. FISHER, A. MINTEN, L. NAUMANN, F. SAULI, G. FLUGGE, CH. GOTTFRIED and R. TIRLER, Nuclear Instruments and Methods 97 (1971) 377.
- (36) G. CHARPAK, H.G. FISHER, CH. GRUM, A. MINTEN, F. SAULI, G. PLOH and G. FLUGGE, Nuclear Instruments and Methods 99 (1972) 279.
- (37) B. FAGERSTROM, A. JOHANSON, G. TIBELL, G. LANDAUD, F. LEMEILLEUR, J. YONNET, A. CORDAILLAT, S. KULLANDER and P.U. RENBERG, Nuclear Instruments and Methods 91 (1971) 125.
- (38) N.S. CHANT and P.G. ROOS, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 265.
- (39) R. ANNE, Thèse de troisième cycle, Université de Paris Sud Orsay (1973)
- (40) G.C. BONAZZOLA, T. BRESSANI, E. CHIAVASSA, N. MIFARKHRAI, C. JOSEPH and B. VAUCHER, Nuclear Instruments and Methods 98 (1972) 273.
- (41) A. GIULIANI, Thèse de troisième cycle, Université de Clermont II (1976).
- (42) R. ANNE, P. DELPIERRE, A. DEVAUX, J. KAHANE, G. LANDAUD, R. SENE and J. YONNET, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 309.
- (43) R. ANNE, P. DELPIERRE, A. DEVAUX, J. KAHANE, G. LANDAUD, R. SENE and J. YONNET, Journal de Physique C5 (1975) 129.
- (44) G. LANDAUD, P. DELPIERRE, J. YONNET, J. KAHANE, A. DEVAUX, R. SENE and R. ANNE, soumis à Nuclear Physics.
- (45) J. YONNET, A. DEVAUX, G. LANDAUD, A. GIULIANI, P. DELPIERRE, J. KAHANE, soumis à Nuclear Physics.
- (46) M. JAIN, P.G. ROOS, H.G. PUGH and H.D. HOLMGREN, Nuclear Physics A 153 (1970) 49.
- (47) J.R. PIZZI, M. GAILLARD, P. GAILLARD, A. GUICHARD, M. GUSAKOW, G. REBOULET and C. RUHLA, Nuclear Physics A 136 (1969) 496.
- (48) J. W. WATSON, H.G. PUGH, P.G. ROOS, D.A. GOLDBERG, R.A.J. RIDDLE and D.J. BONBRIGHT, Nuclear Physics A 172 (1971) 513.
- (49) D.W. DEVINS, B.L. SCOTT and H.H. FORSTER, Review of Modern Physics 37 (1965) 396.
- (50) D.L. HENDRIE and al., U.C.R.L. 16580 (1960) 146.
- (51) K. BAHR, T. BECKER, O.M. BILIANUK and R. JAHR, Physical Review 178 (1969) 1706.
- (52) H. DAVIES and al., Nuclear Physics 78 (1966) 663.





Avant le choc



Réaction $(p, p\alpha)$ Cinématique coplanaire

Figure 1

Diffusion quasi élastique $(p, p\alpha)$

SC = Scintillateur

PC = Chambre Proportionnelle
Multifils

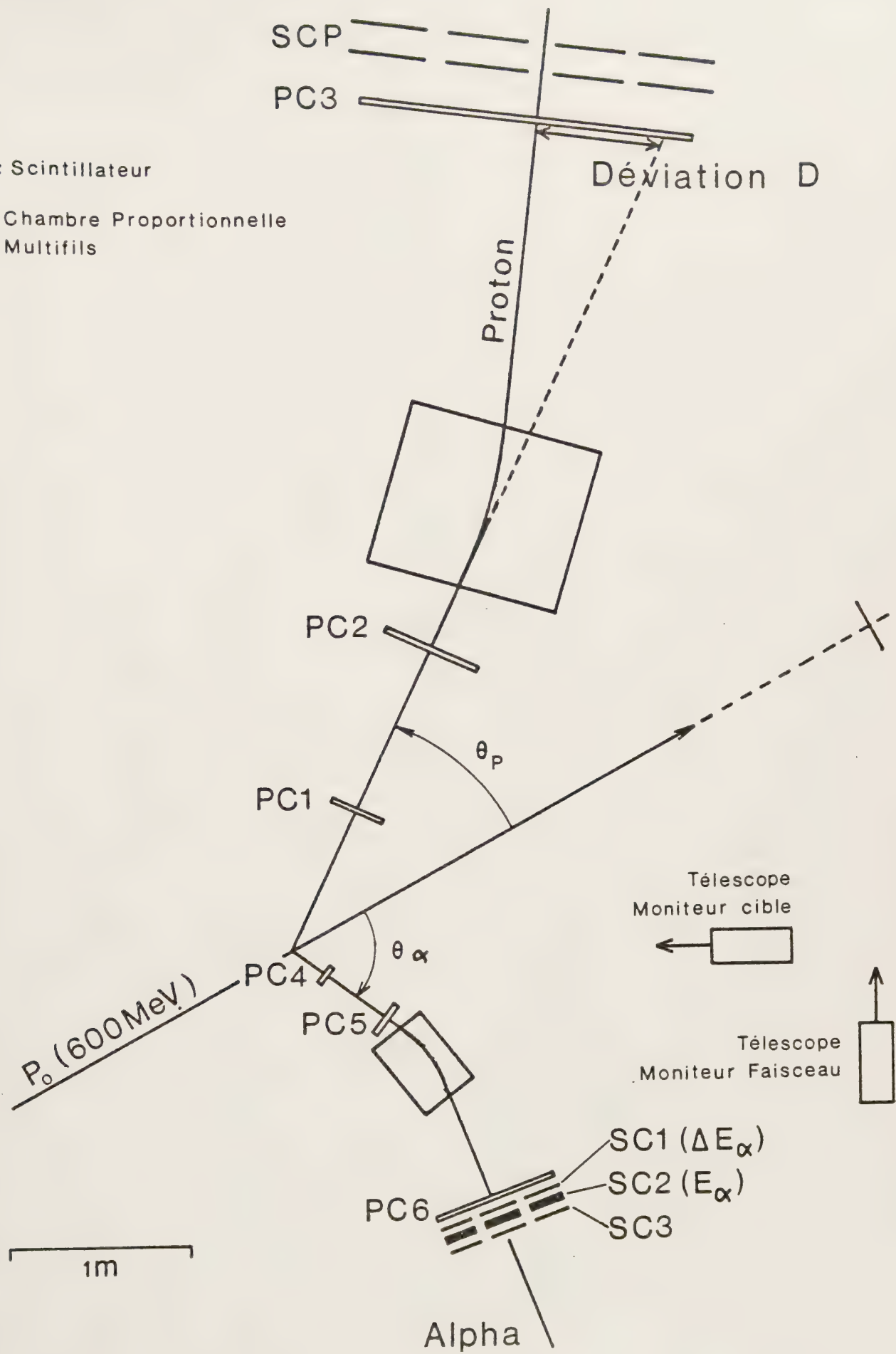


Figure 2

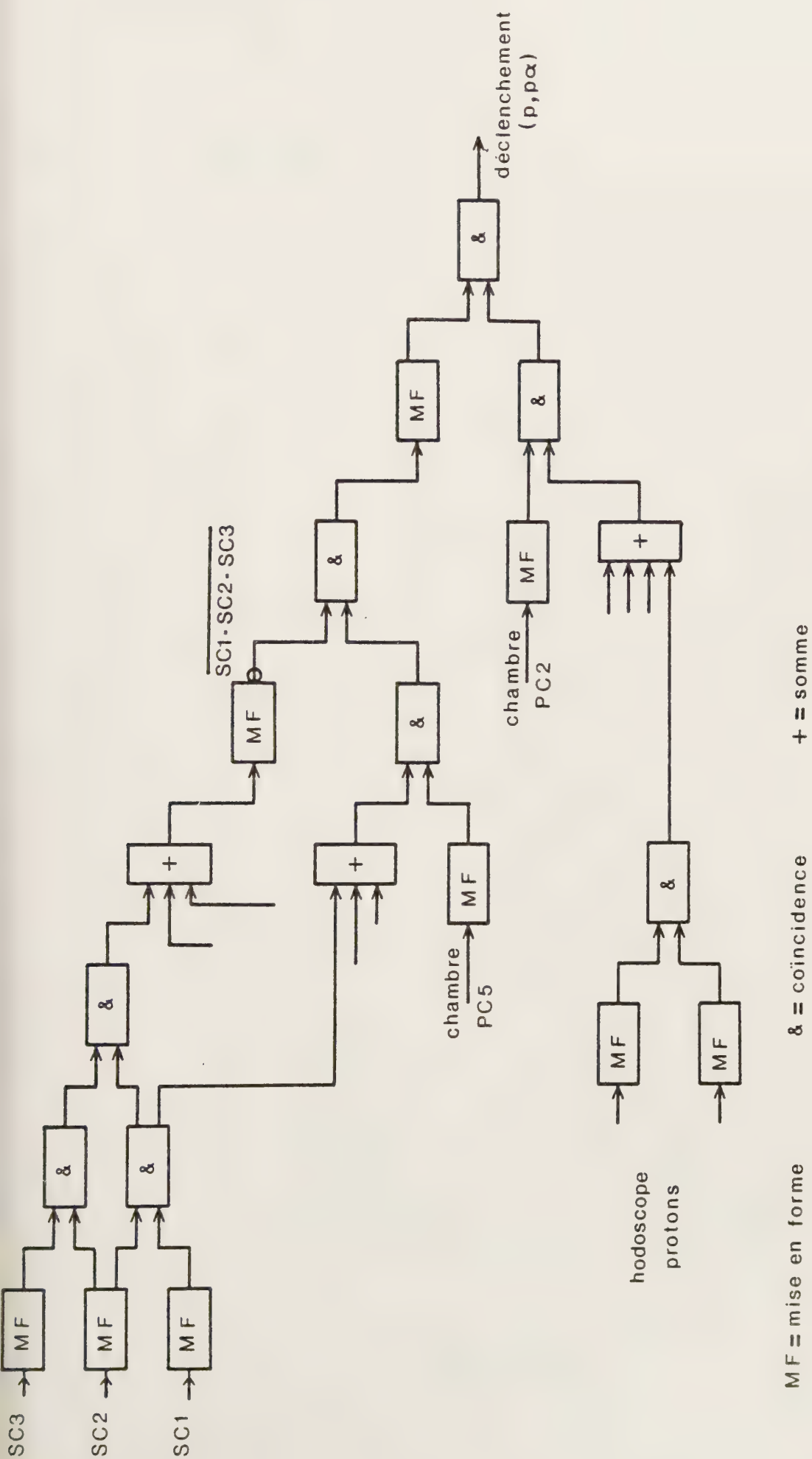


Figure 3

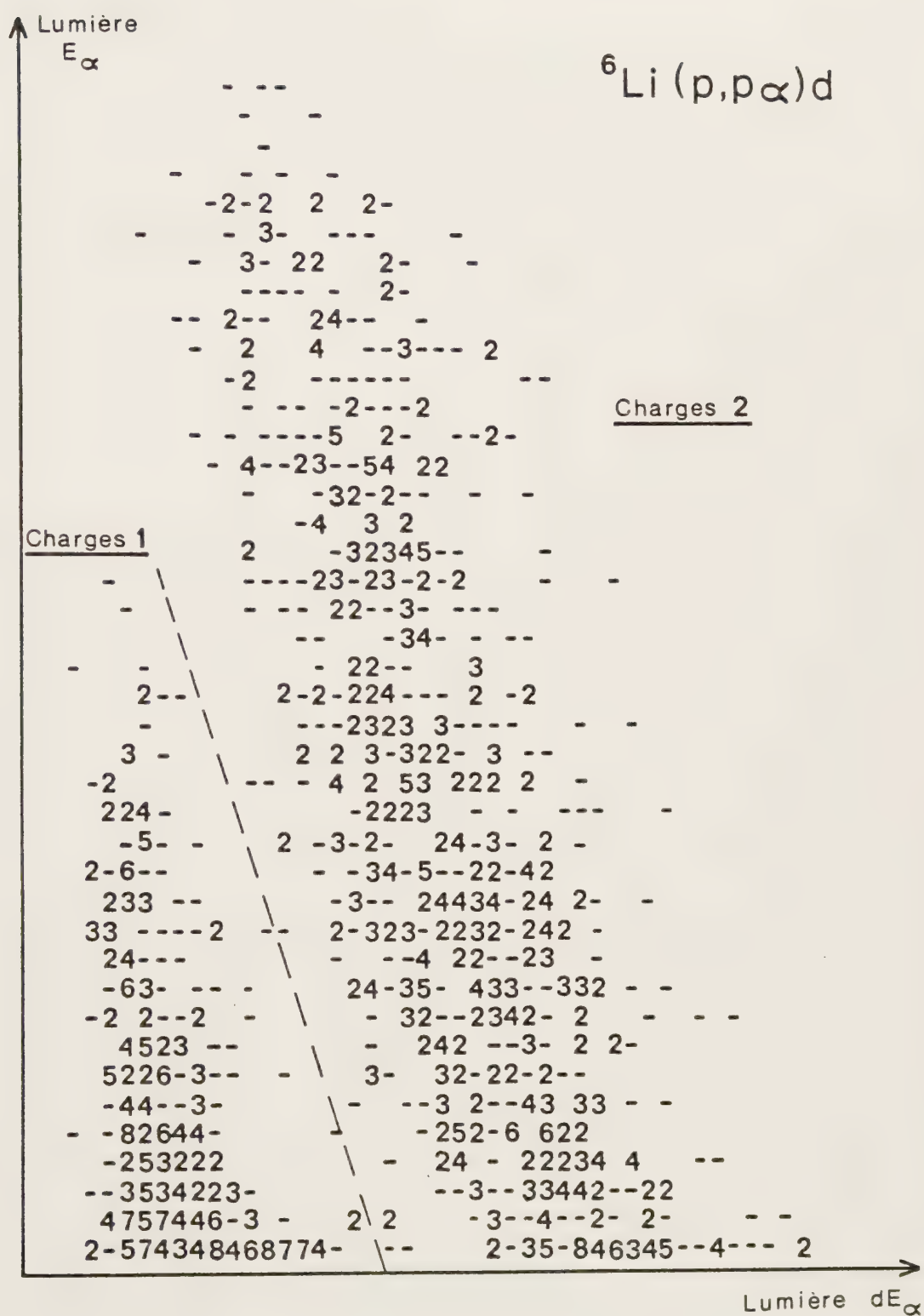


Figure 4

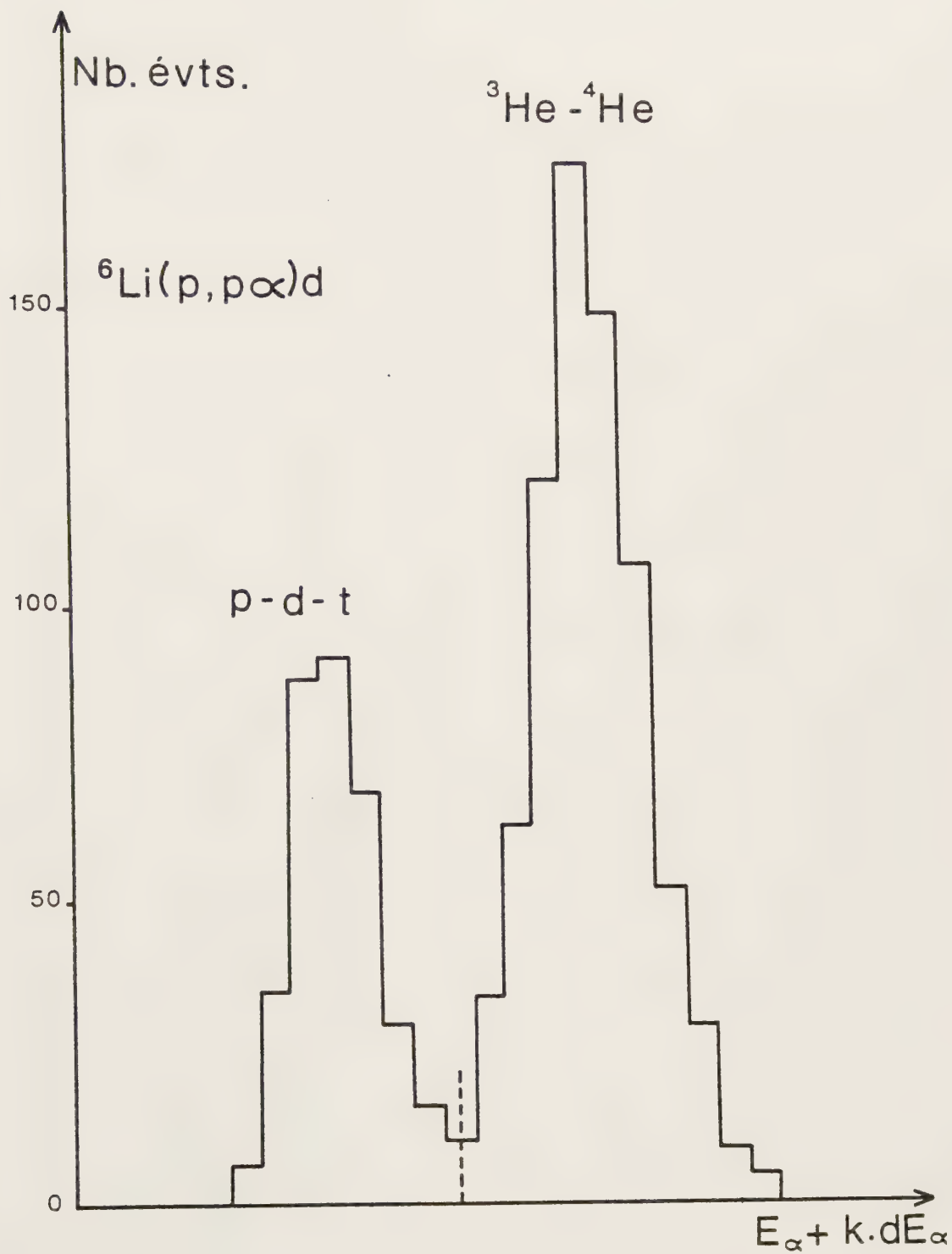


Figure 5

L'inclinaison de la droite de séparation sur le diagramme bidimensionnel (E_α , dE_α) entraîne une valeur $k = 0,6$.

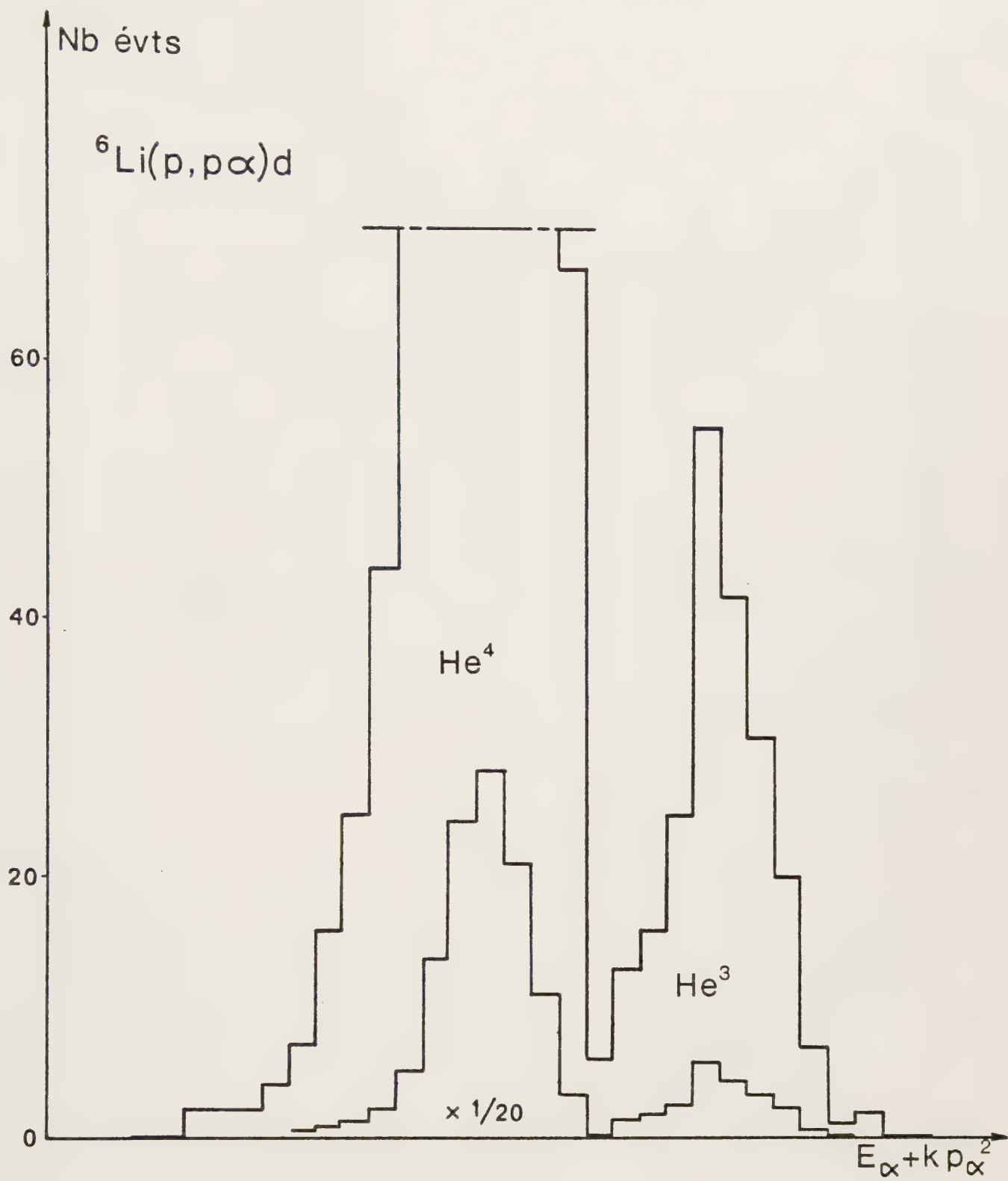
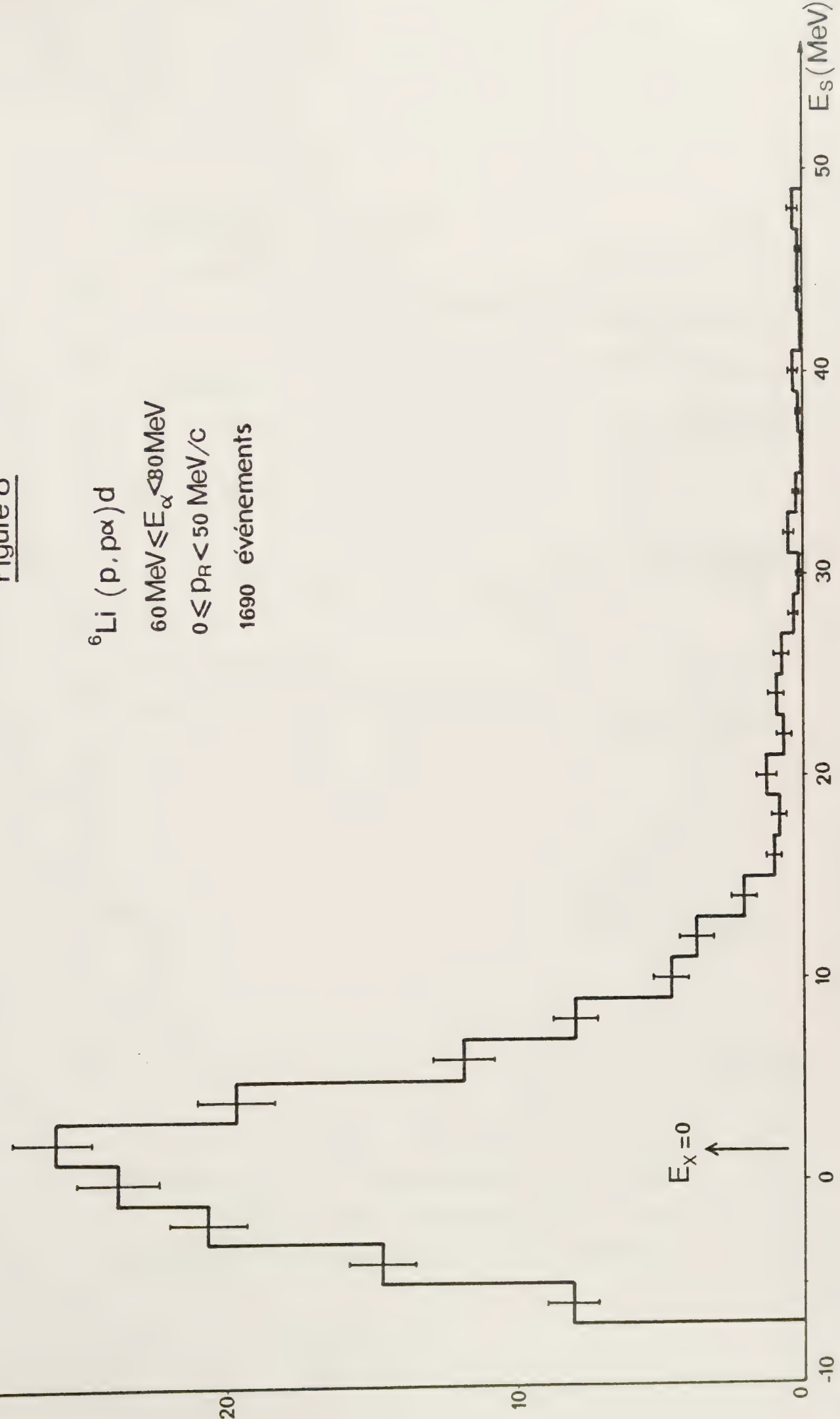


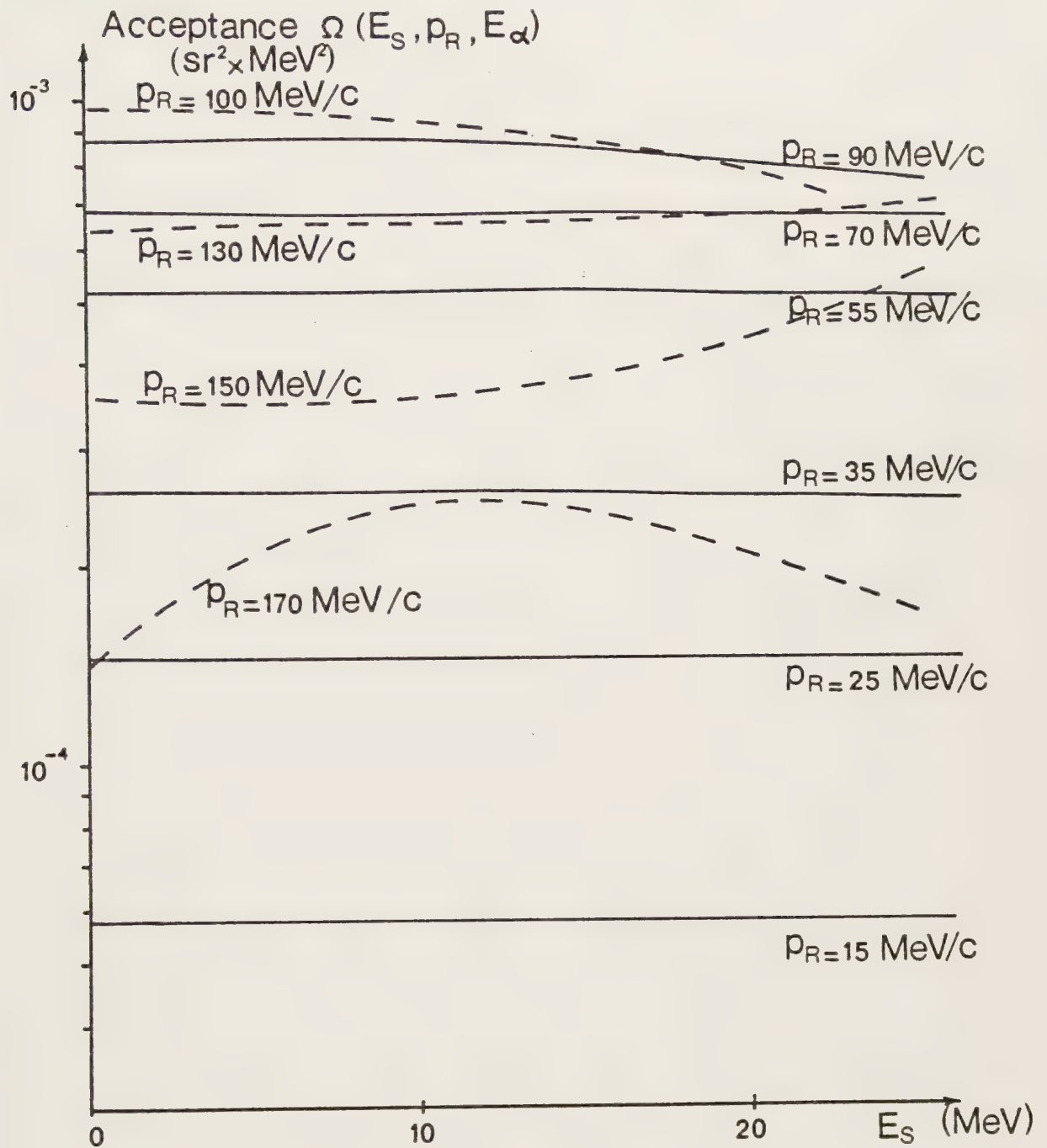
Figure 7

Nb évt/s/h

Figure 8

${}^6\text{Li} \text{ (p, p}\alpha\text{)d}$
 $60\text{ MeV} \leq E_\alpha < 80\text{ MeV}$
 $0 \leq p_R < 50\text{ MeV/c}$
1690 événements





Acceptance de l'appareillage en fonction
de l'énergie de séparation E_S et de
l'impulsion de recul p_R ($E_\alpha = 70$ MeV)

Figure 9

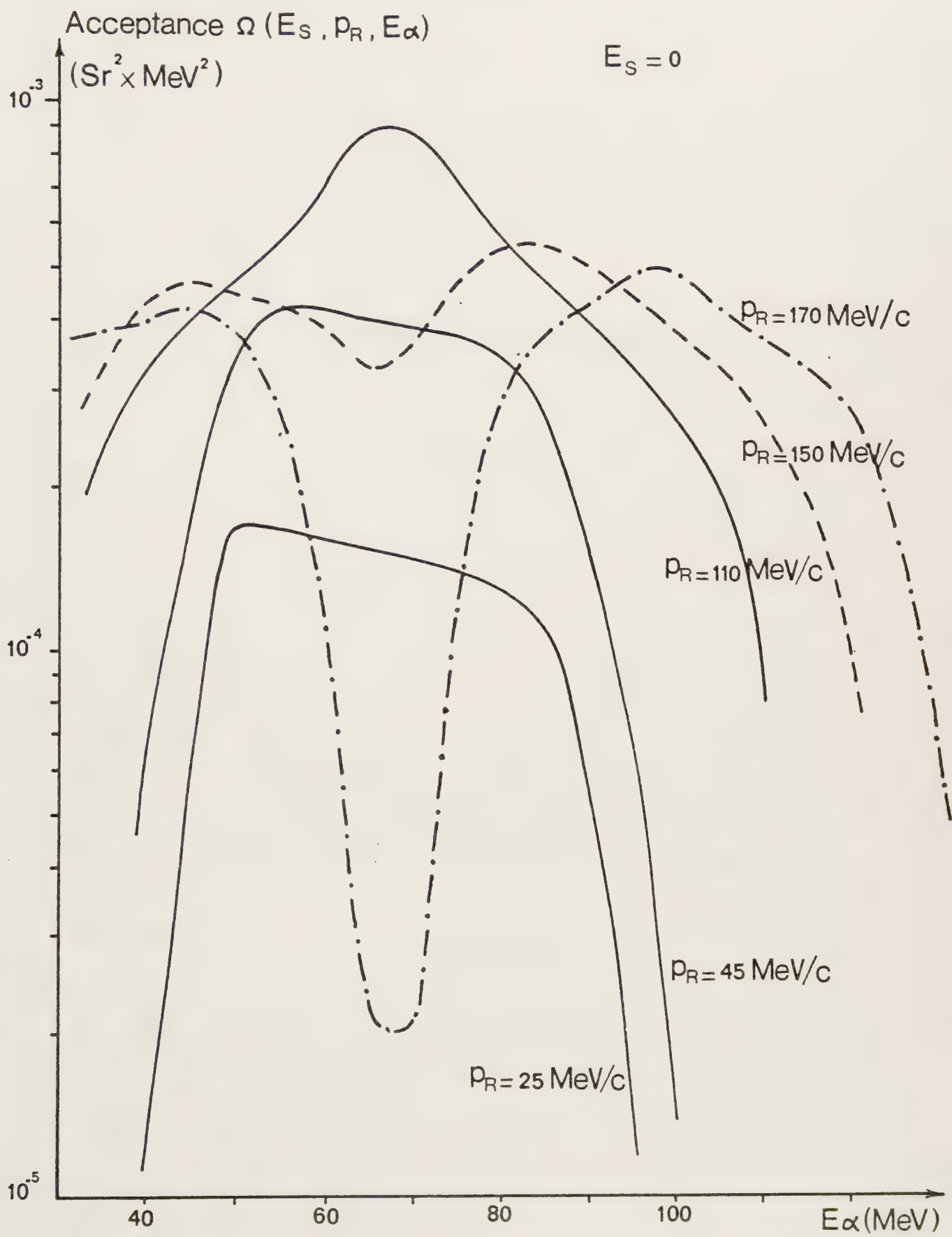
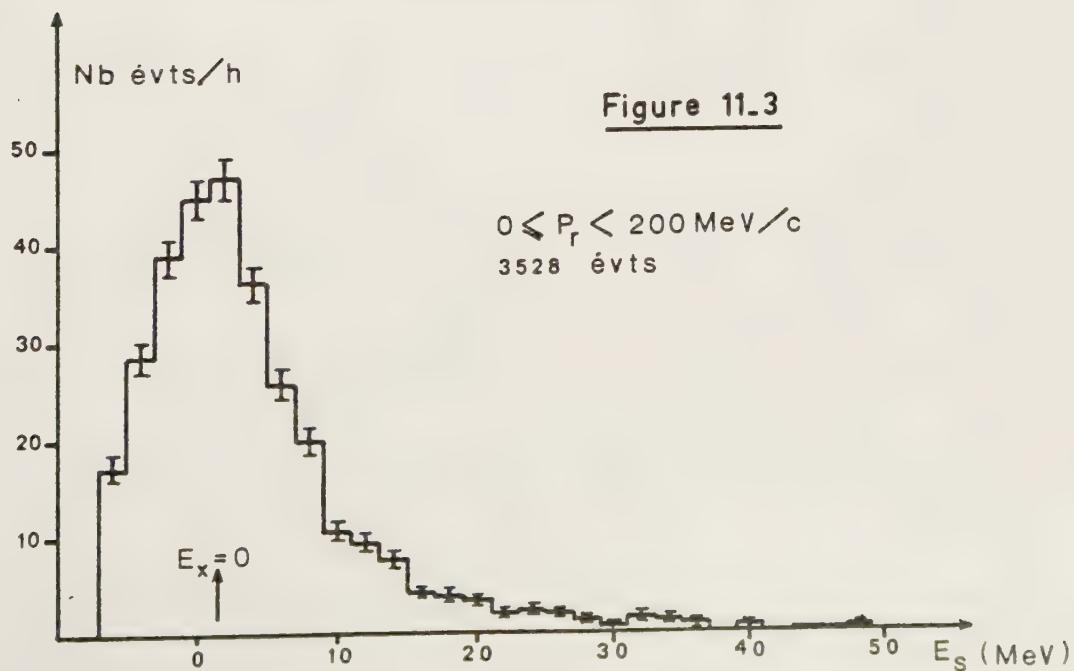
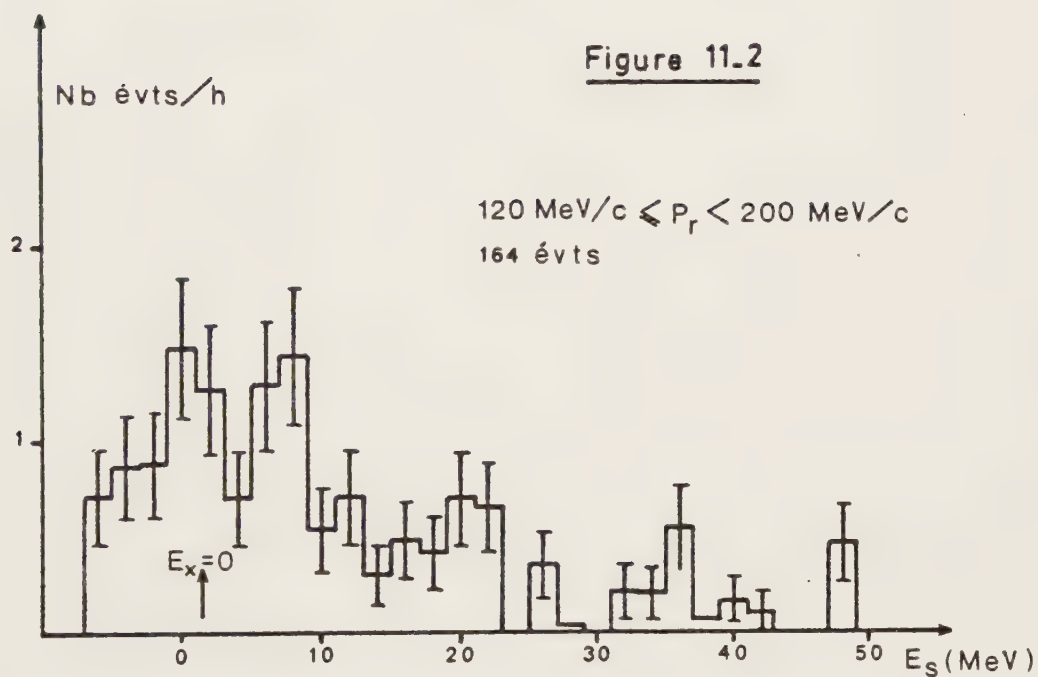
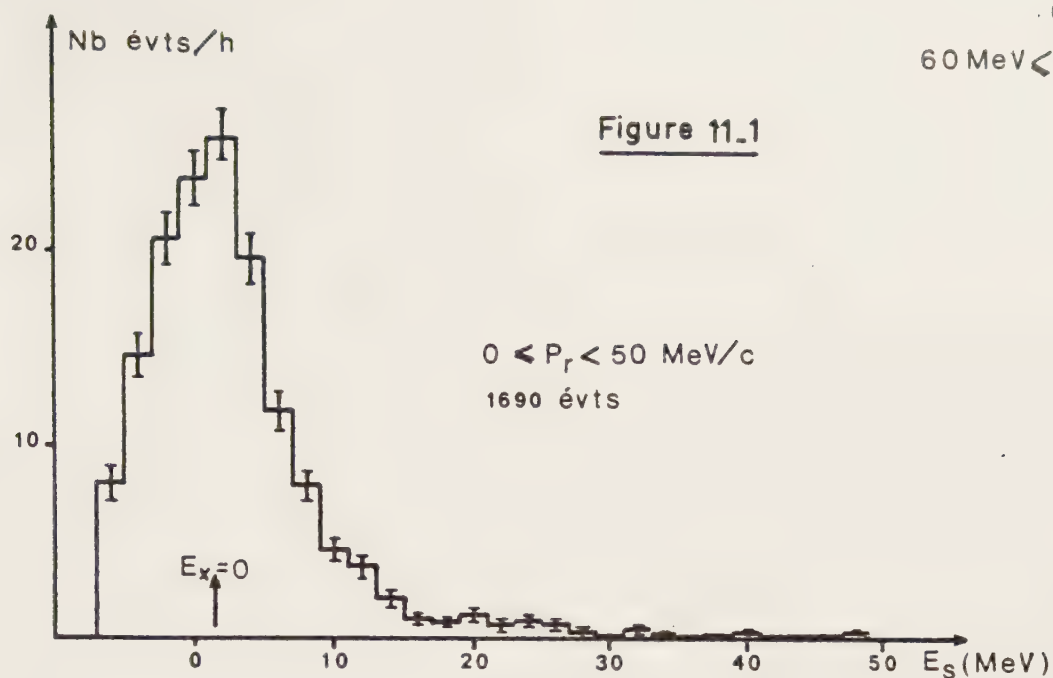
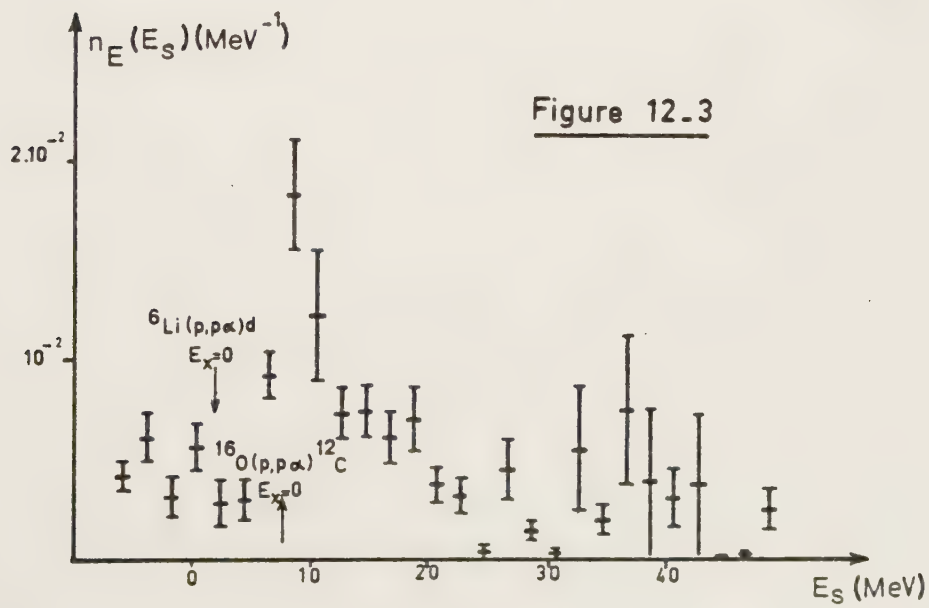
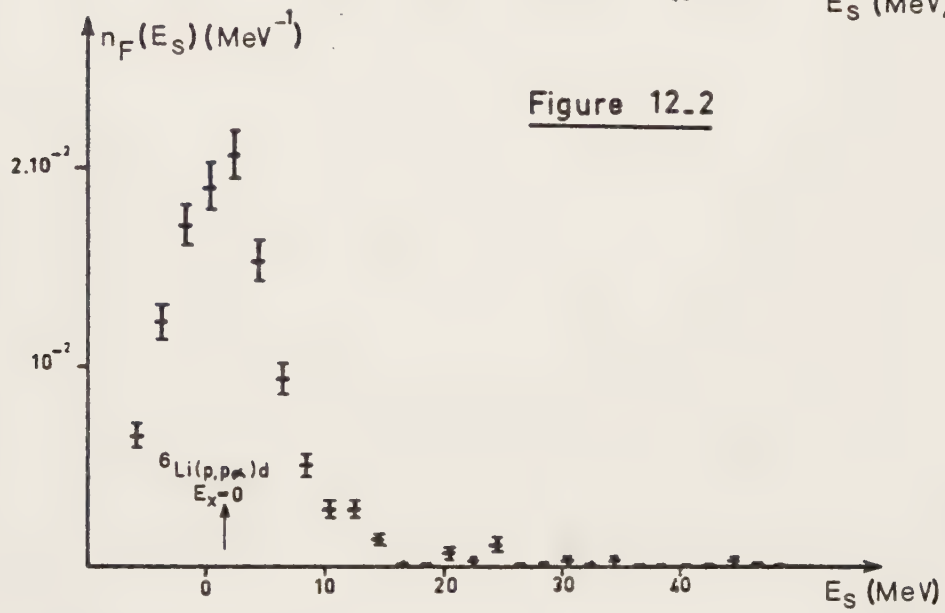
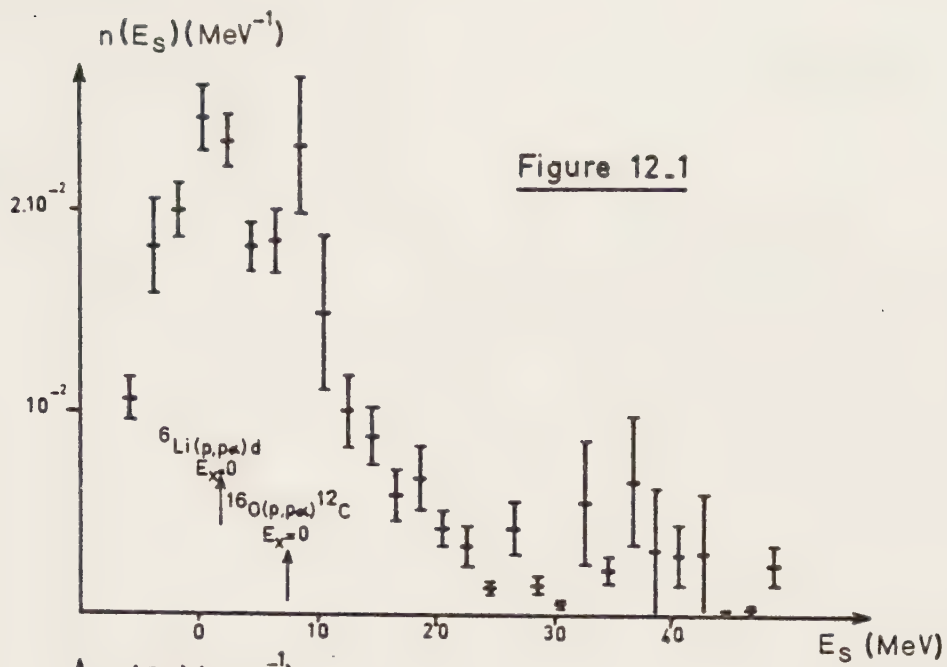


Figure 10

${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$
 $60\text{ MeV} \leq E_\alpha < 80\text{ MeV}$





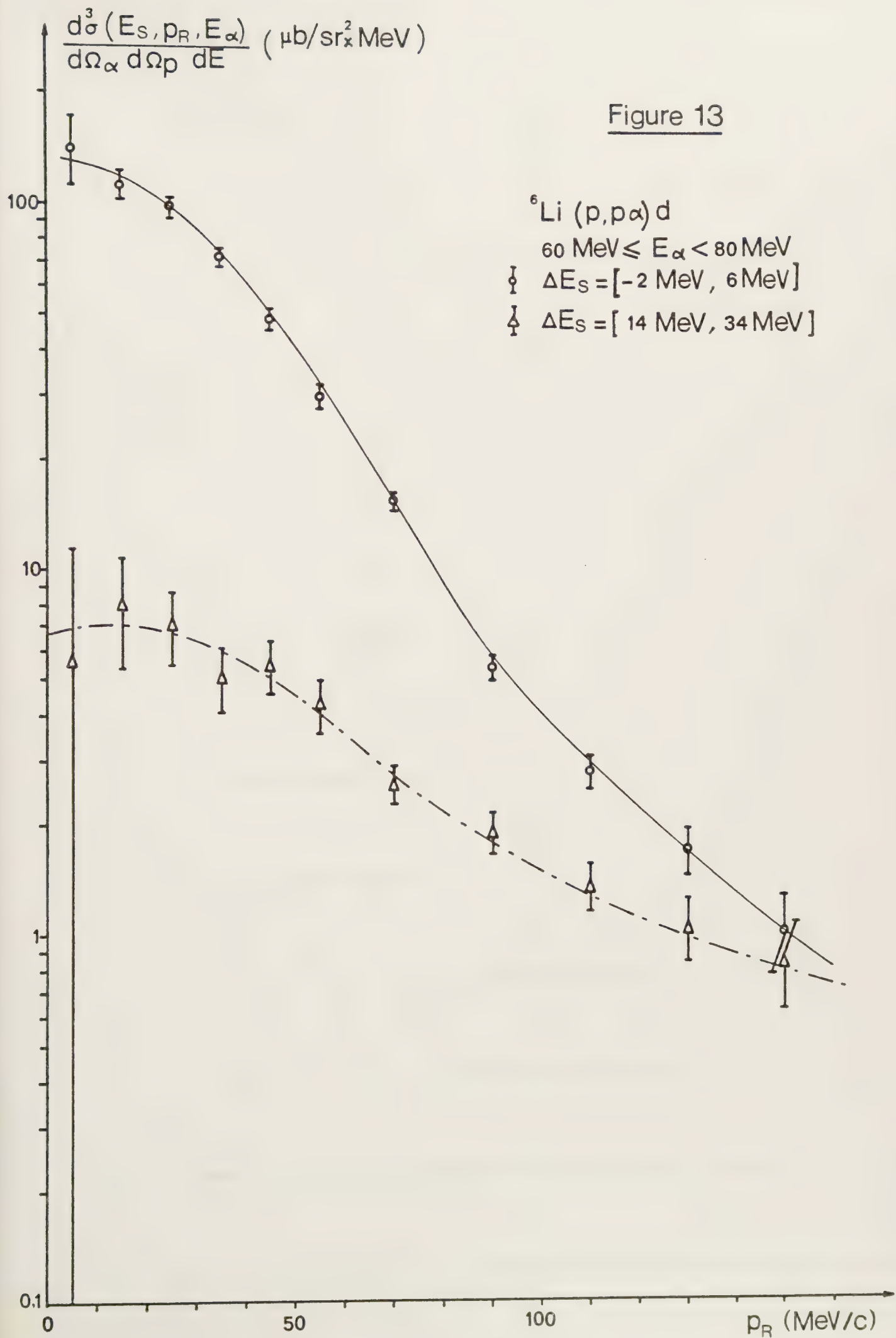
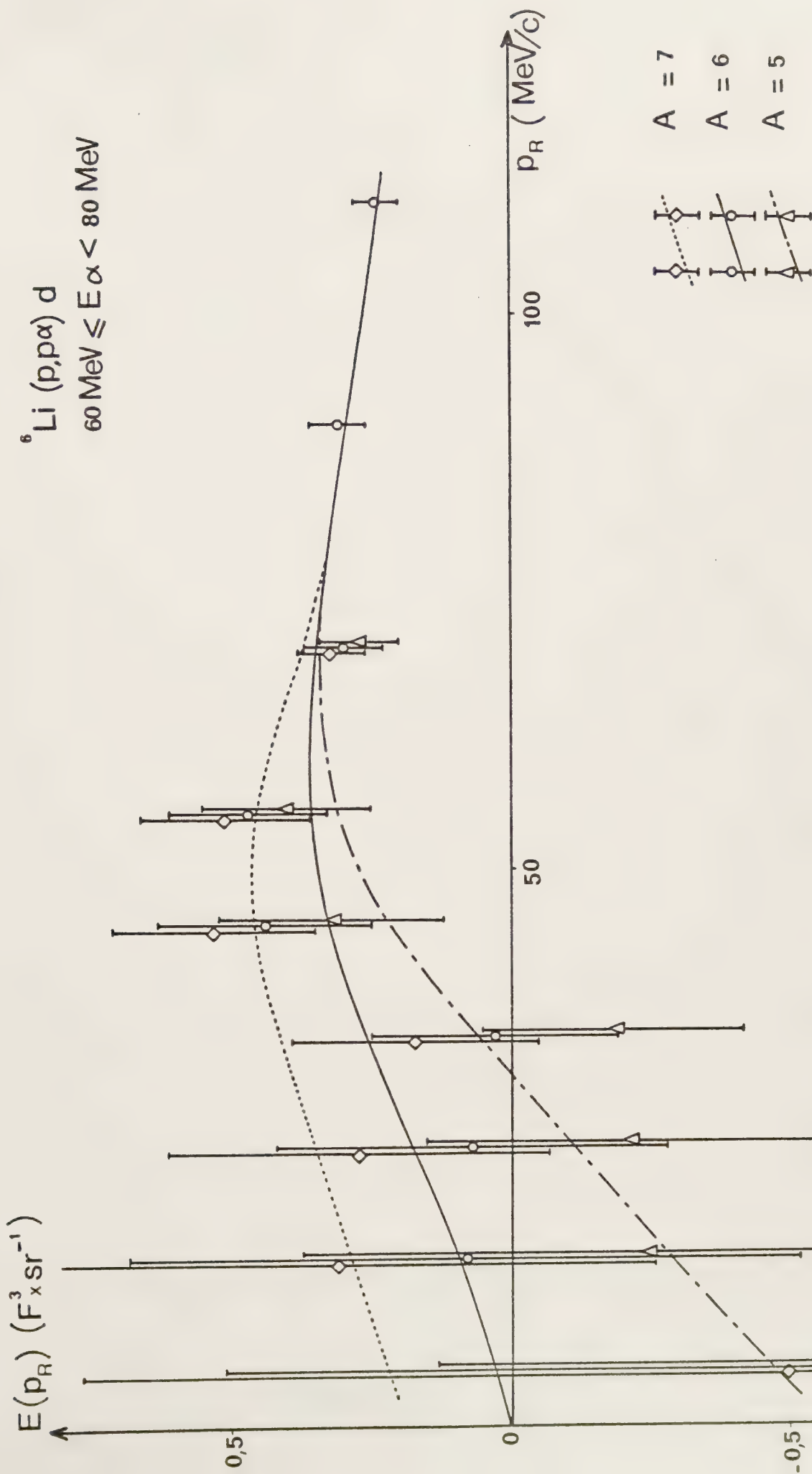


Figure 14



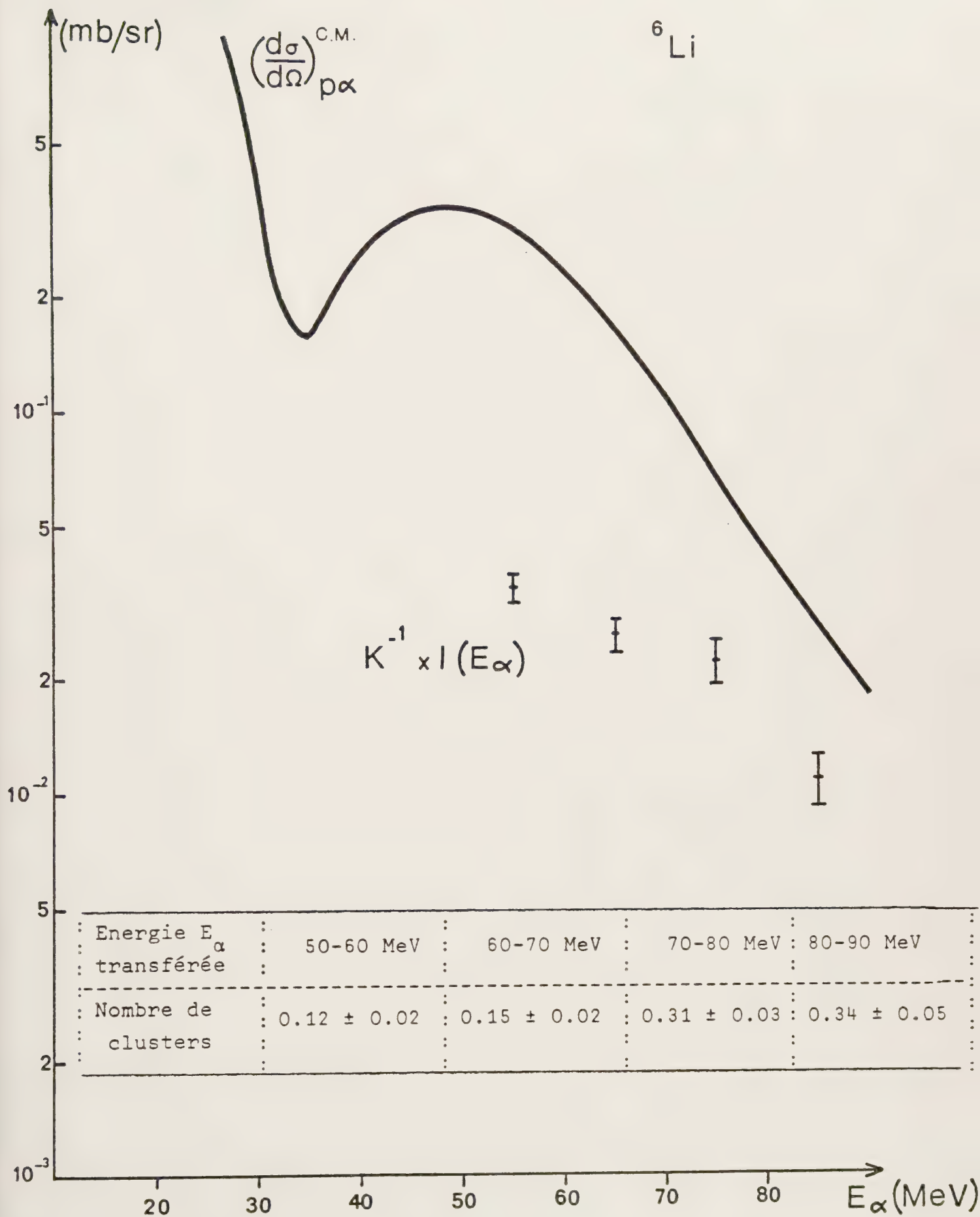
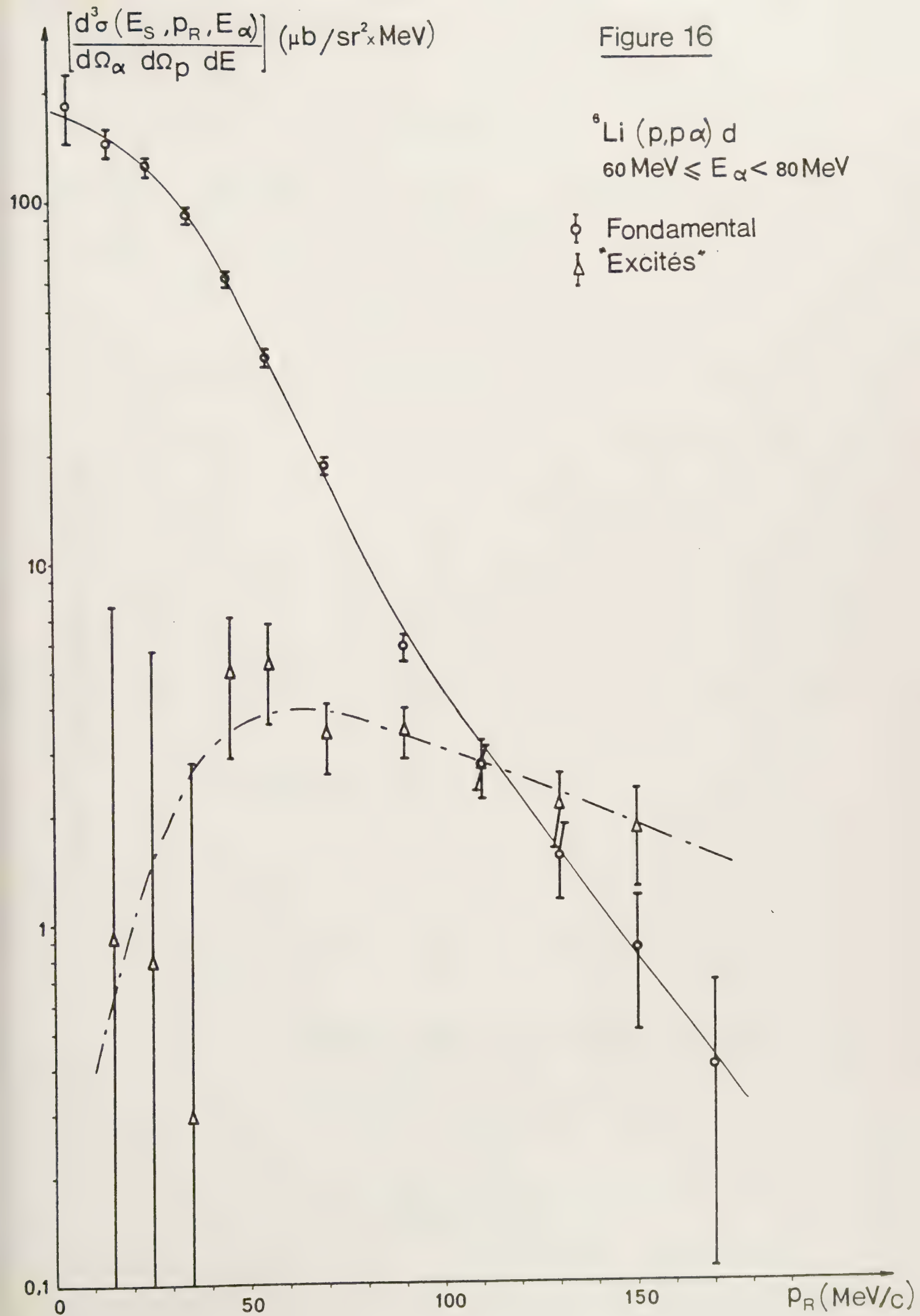


Figure 15

Figure 16

${}^6\text{Li} (p,p\alpha) d$
 $60 \text{ MeV} \leq E_\alpha < 80 \text{ MeV}$

$\circ$ Fondamental
 $\triangle$ "Excités"



T A B L E A U I

REACTION	ENERGIE (MeV)	$d^3\sigma$ LARGEUR A MI-HAUTEUR	N_F	REF.
${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$	30	21-32 MeV/c	$0,04 \pm 0,12$	49
${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$	55	32 ± 2 MeV/c	$0,15 \pm 0,08$	50
${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$	155	34 ± 4 MeV/c	$0,31 \pm 0,16$	24
${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha d){}^4\text{He}$	24	24 ± 3 MeV/c	$0,04 \pm 0,07$	51
${}^6\text{Li}(\pi^-, 2n){}^4\text{He}$	au repos	36 ± 4 MeV/c	$0,37 \pm 0,10$	52
${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$	55	29 ± 4 MeV/c	$0,04 \pm 0,11$	47
${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$	62	29 ± 3 MeV/c	$0,10 \pm 0,06$	46
${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$	50-80	29 ± 2 MeV/c	$0,08 \pm 0,04$	48
${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$	57	34 ± 4 MeV/c	$0,16 \pm 0,08$	46
${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$	155	30 ± 5 MeV/c	$0,20 \pm 0,10$	24
${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$	600	$35 \pm 1,5$ MeV/c	$0,22 \pm 0,03$	notre ex

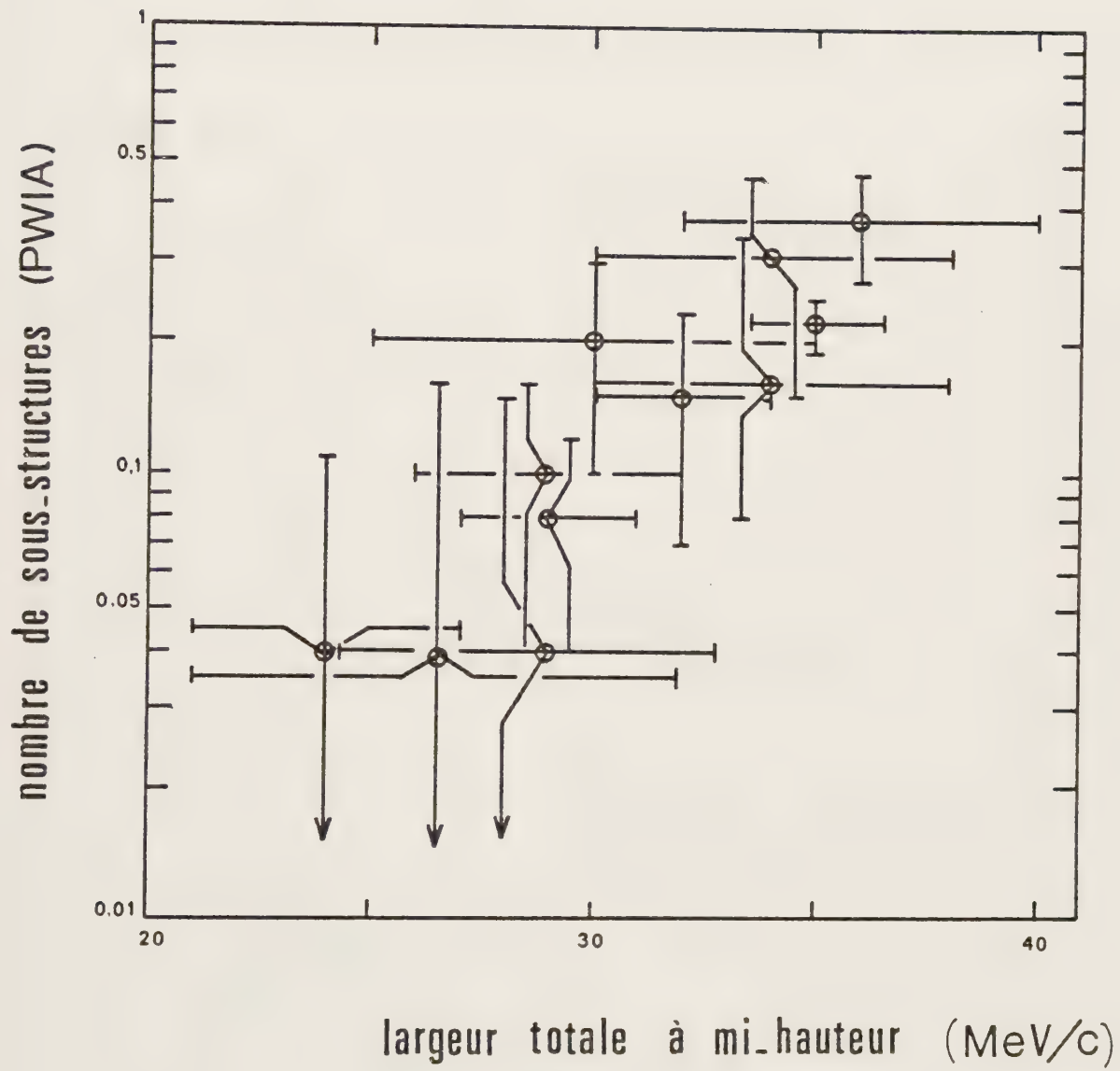
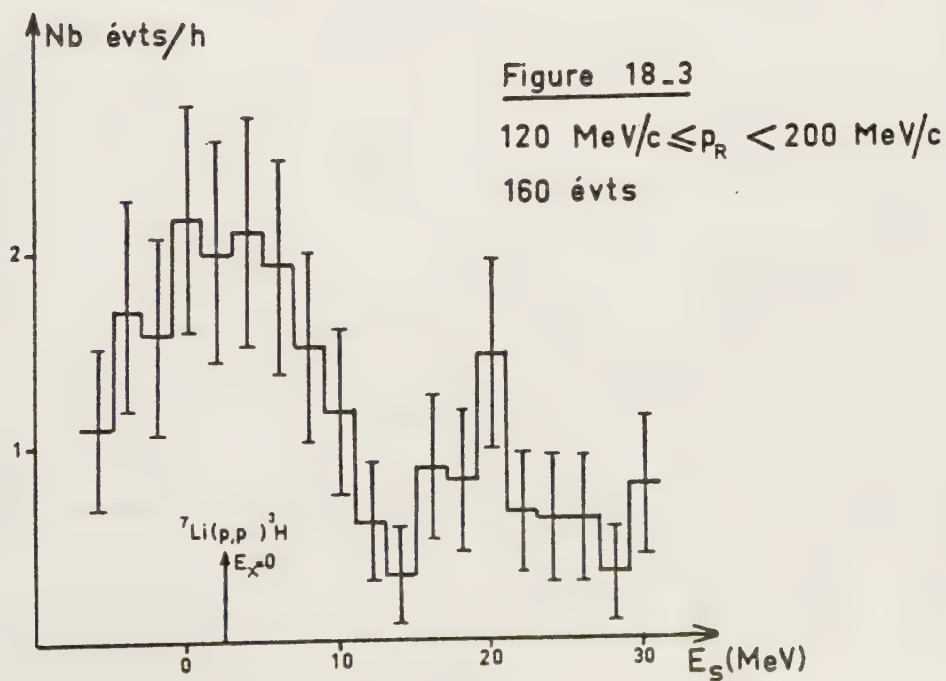
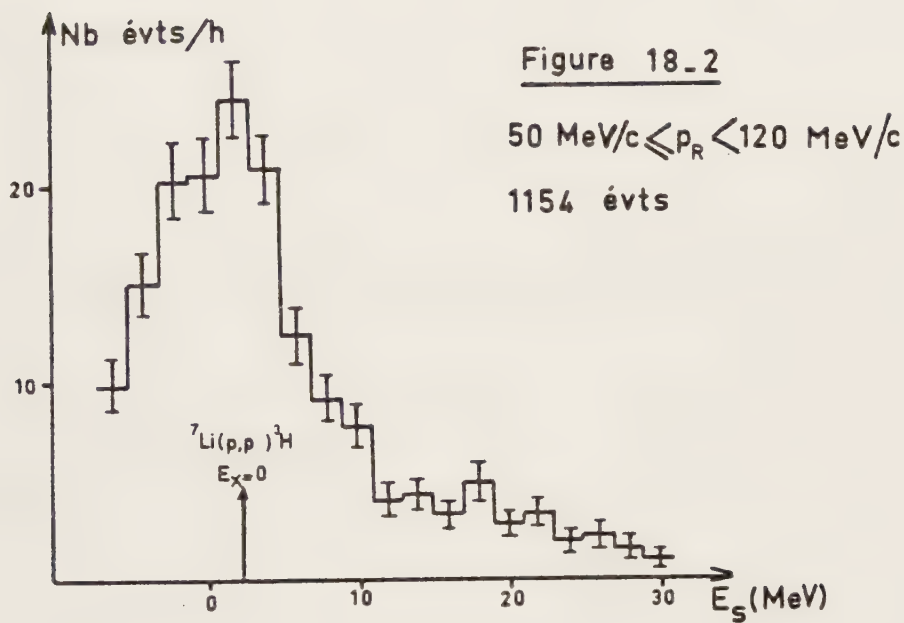
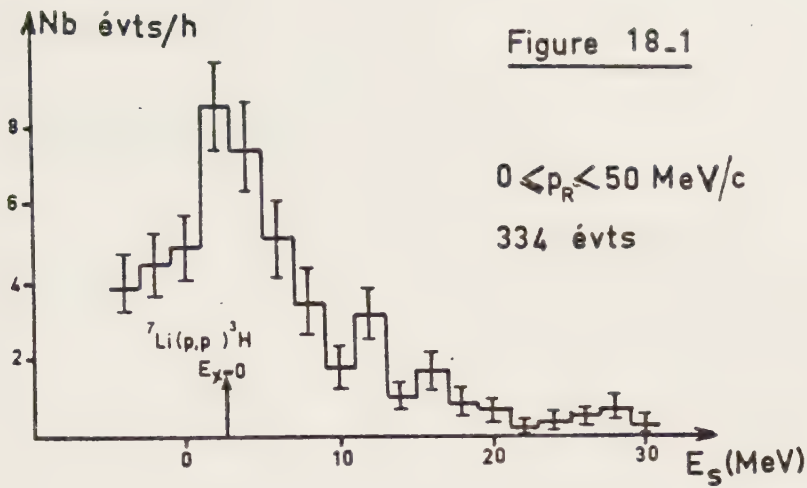
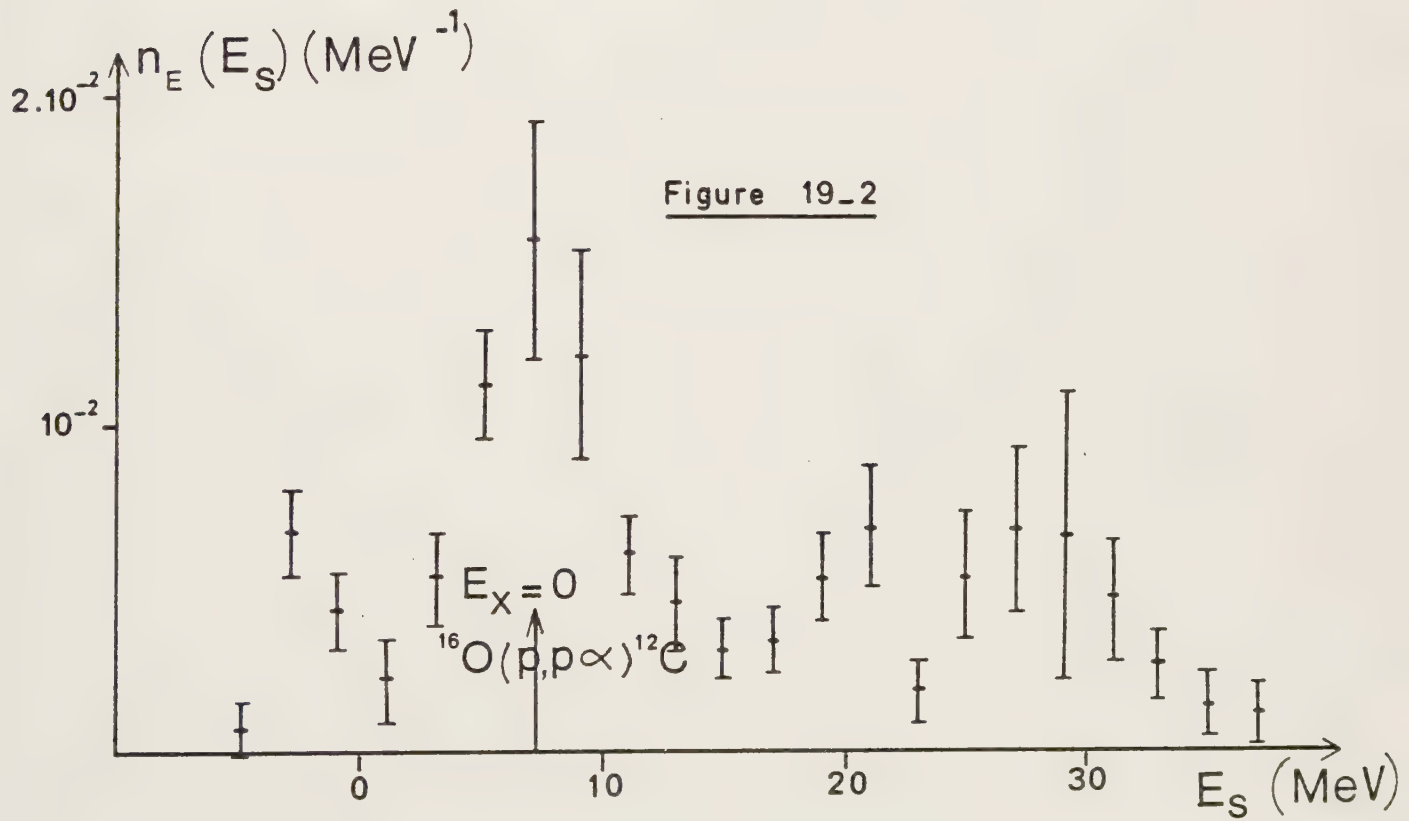
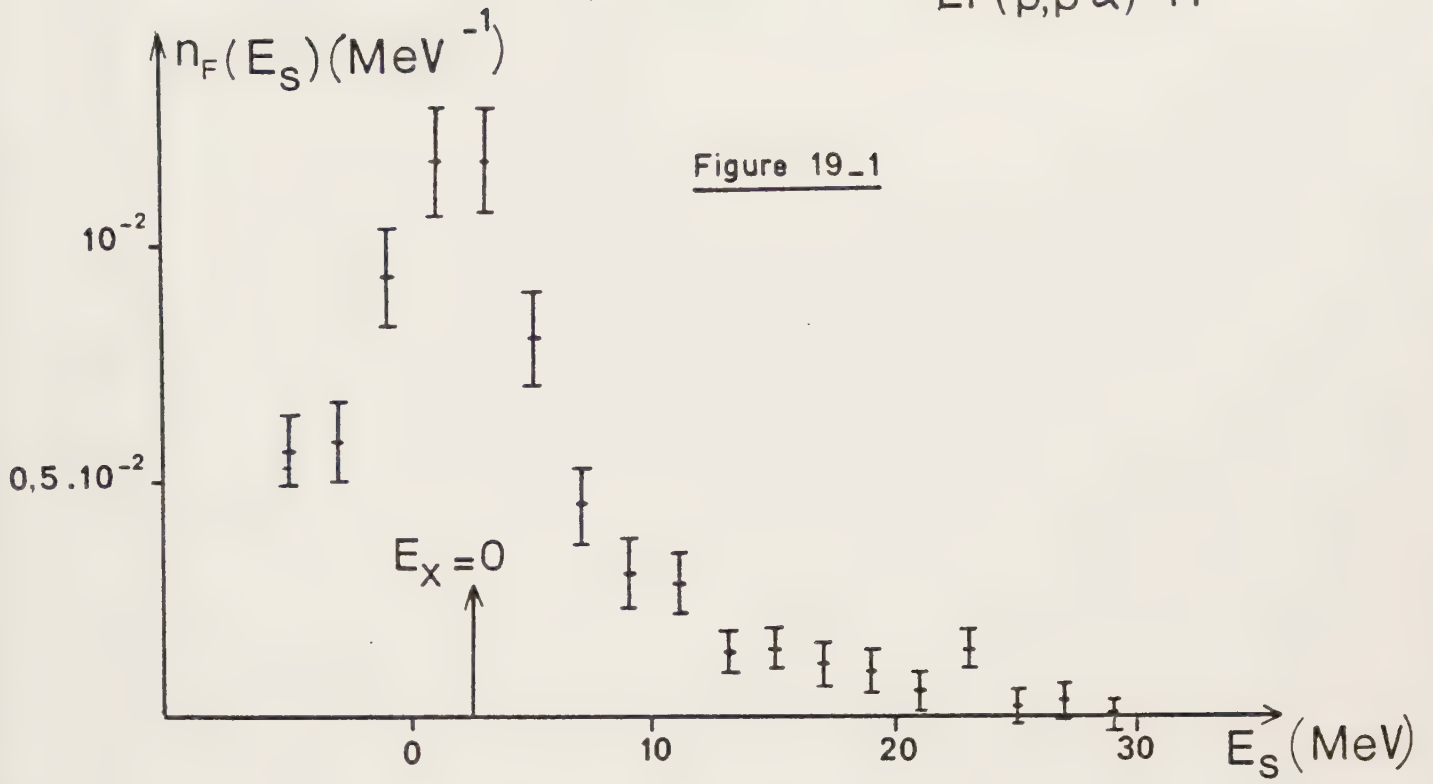


Figure 17

${}^7\text{Li}(p,p\alpha){}^3\text{H}$
 $60 \text{ MeV} \leq E_\alpha < 80 \text{ MeV}$



${}^7\text{Li} (p,p\alpha) {}^3\text{H}$



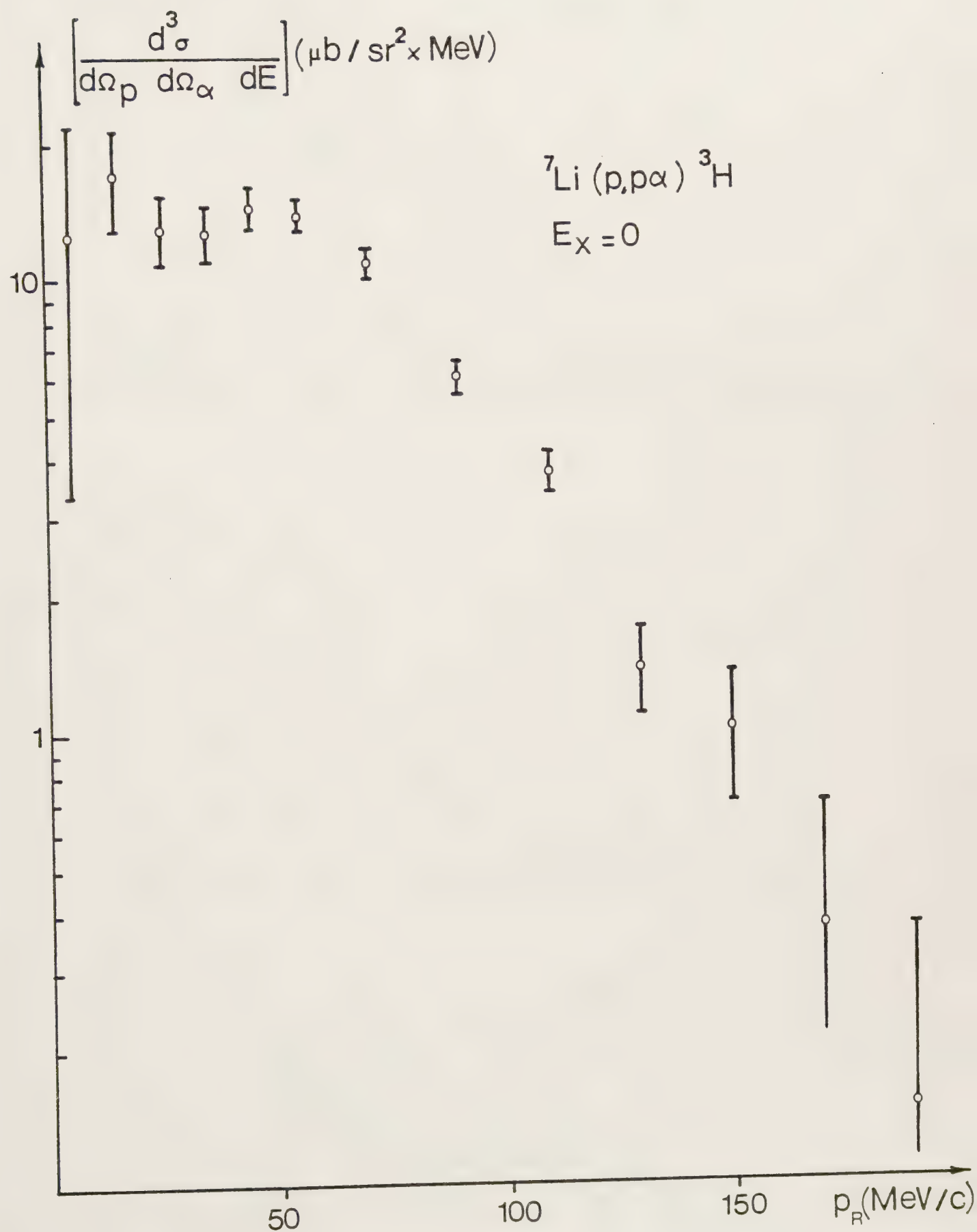


Figure 20

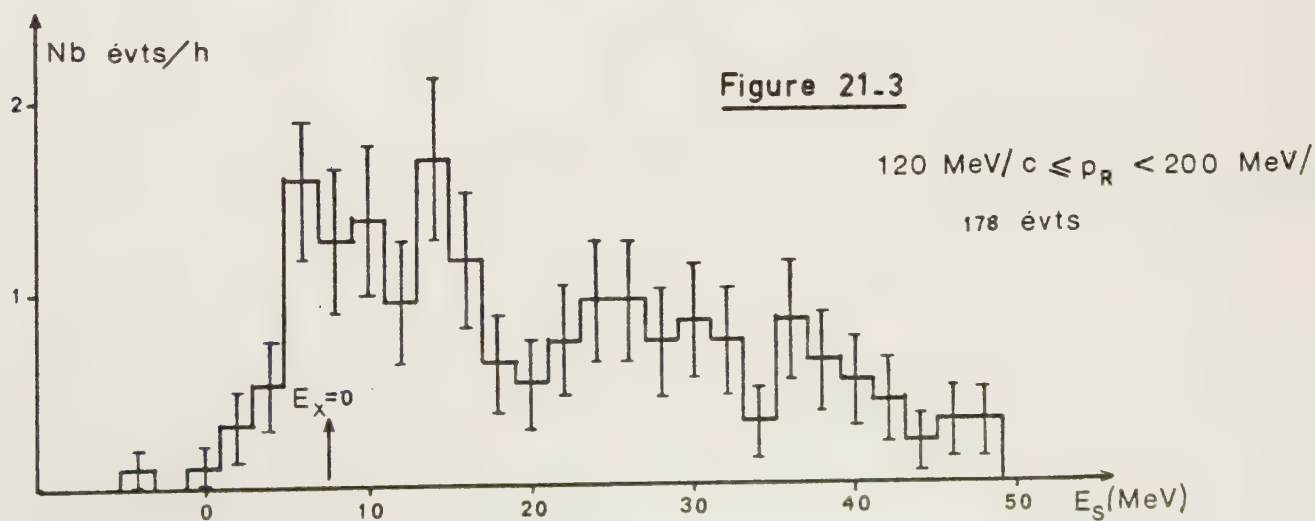
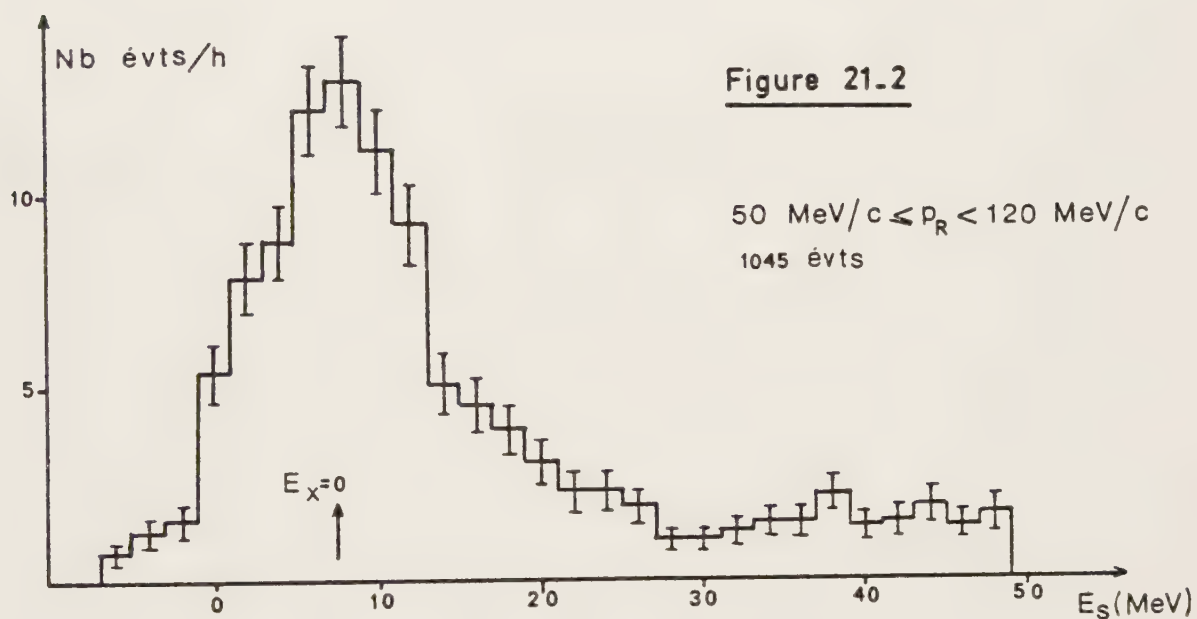
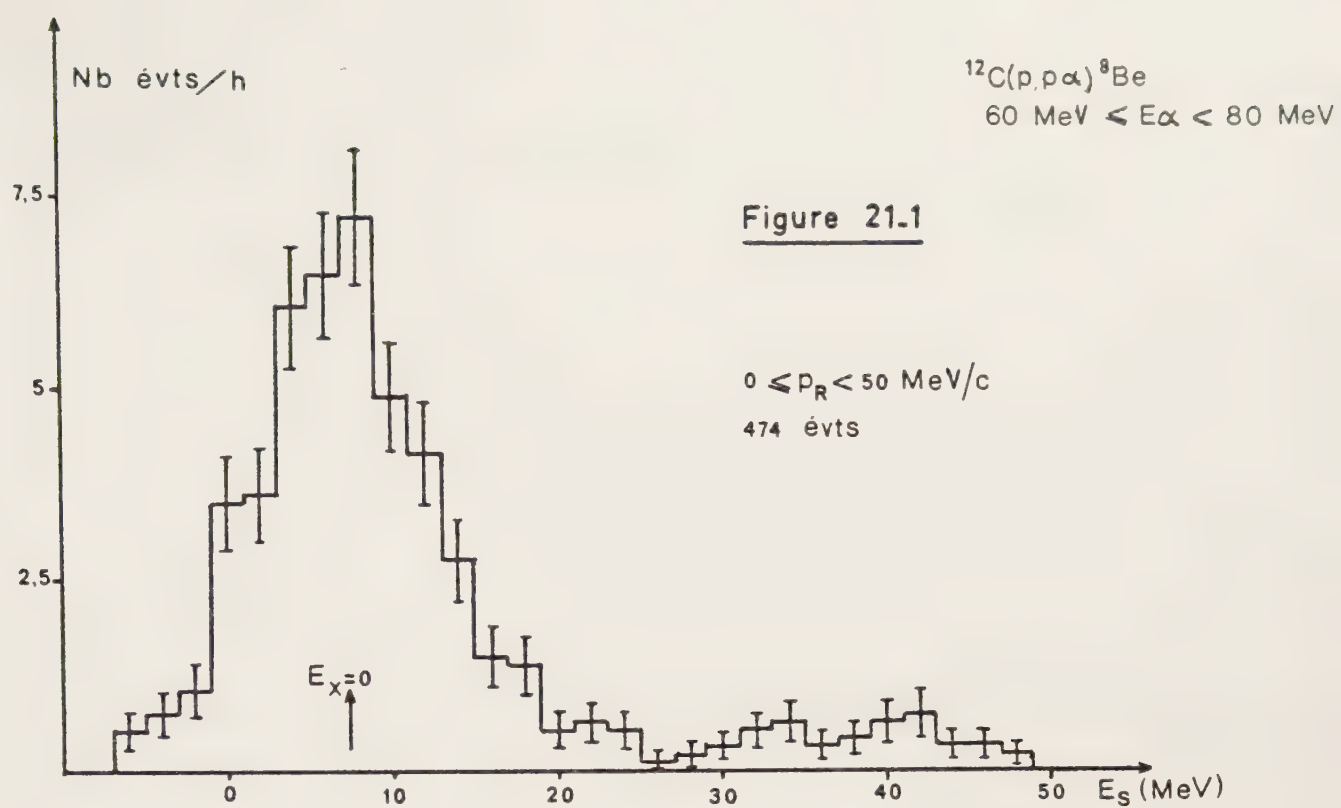


Figure 22-1

$^{12}\text{C} (p,p,\alpha) ^8\text{Be}$

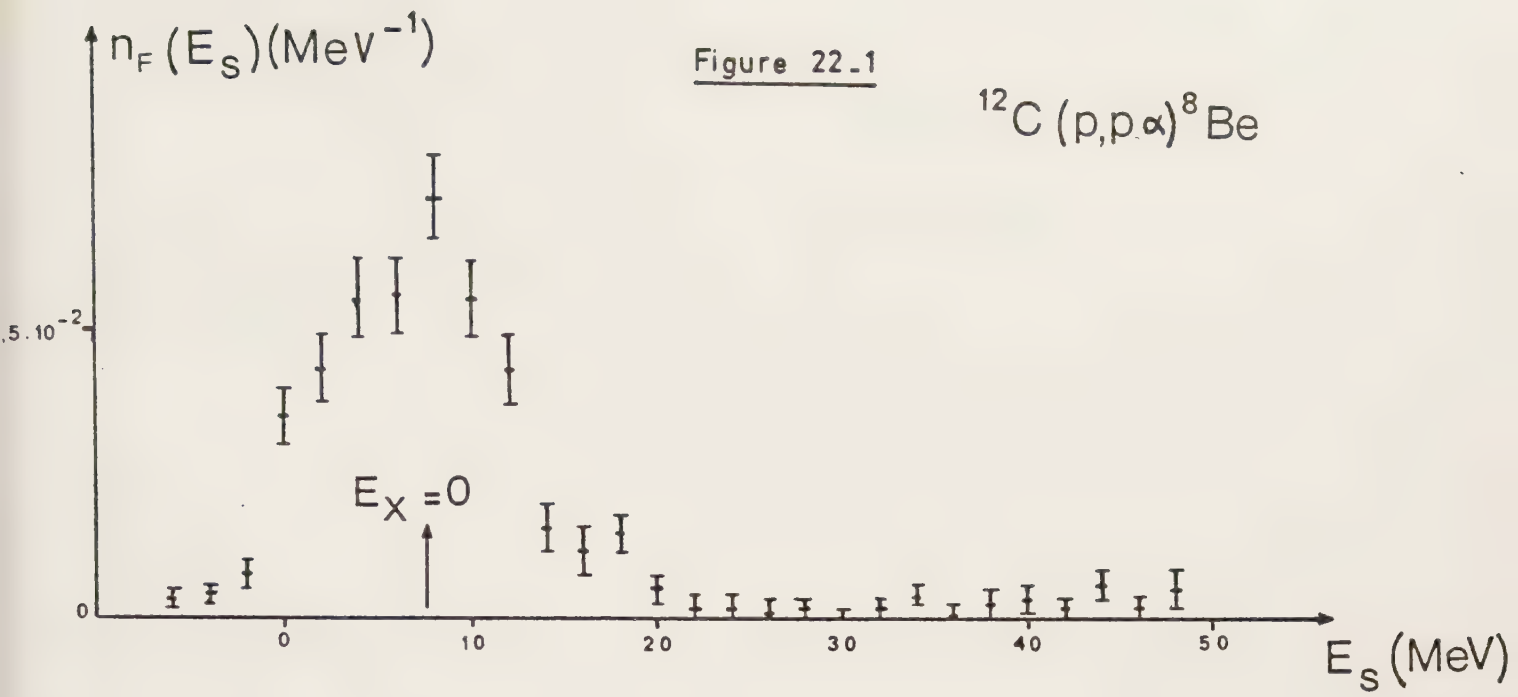


Figure 22-2

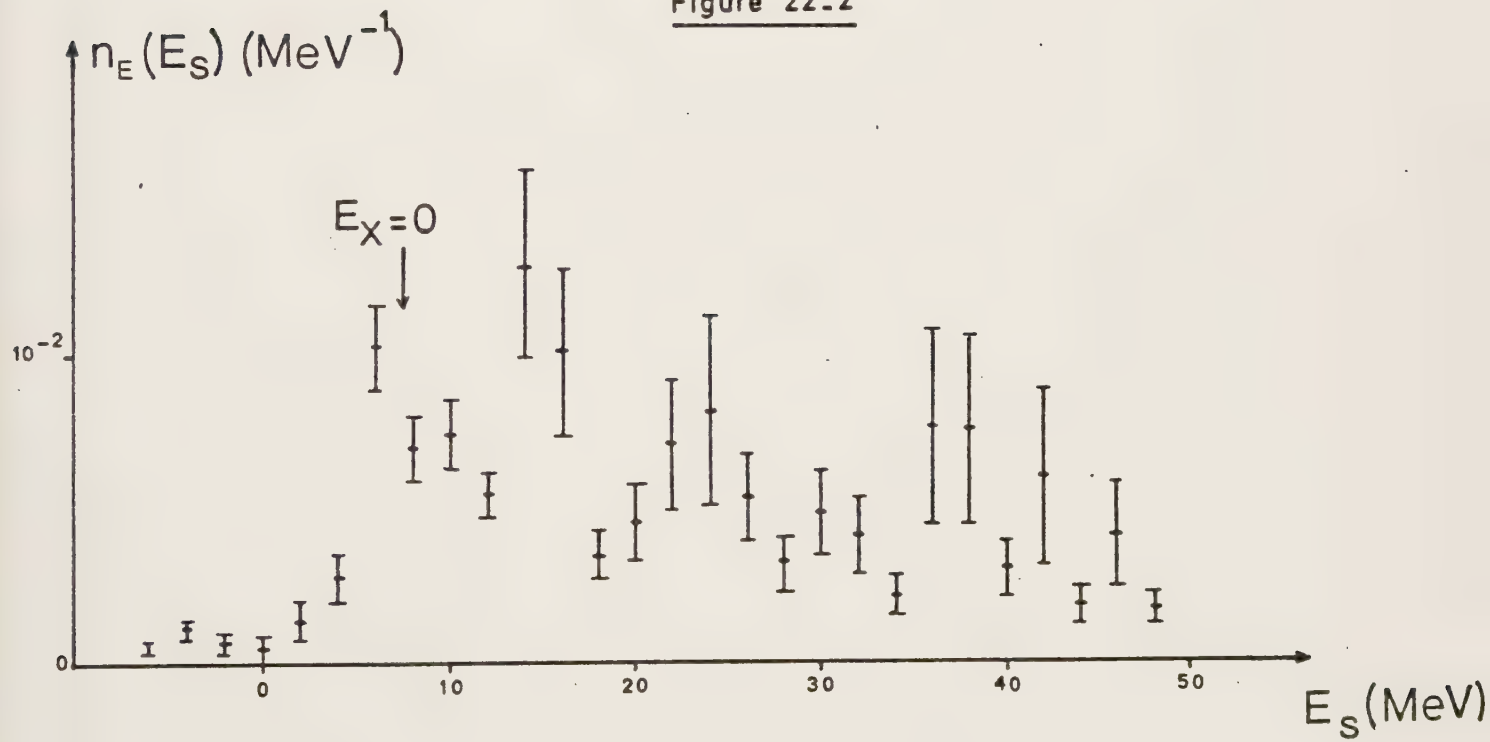
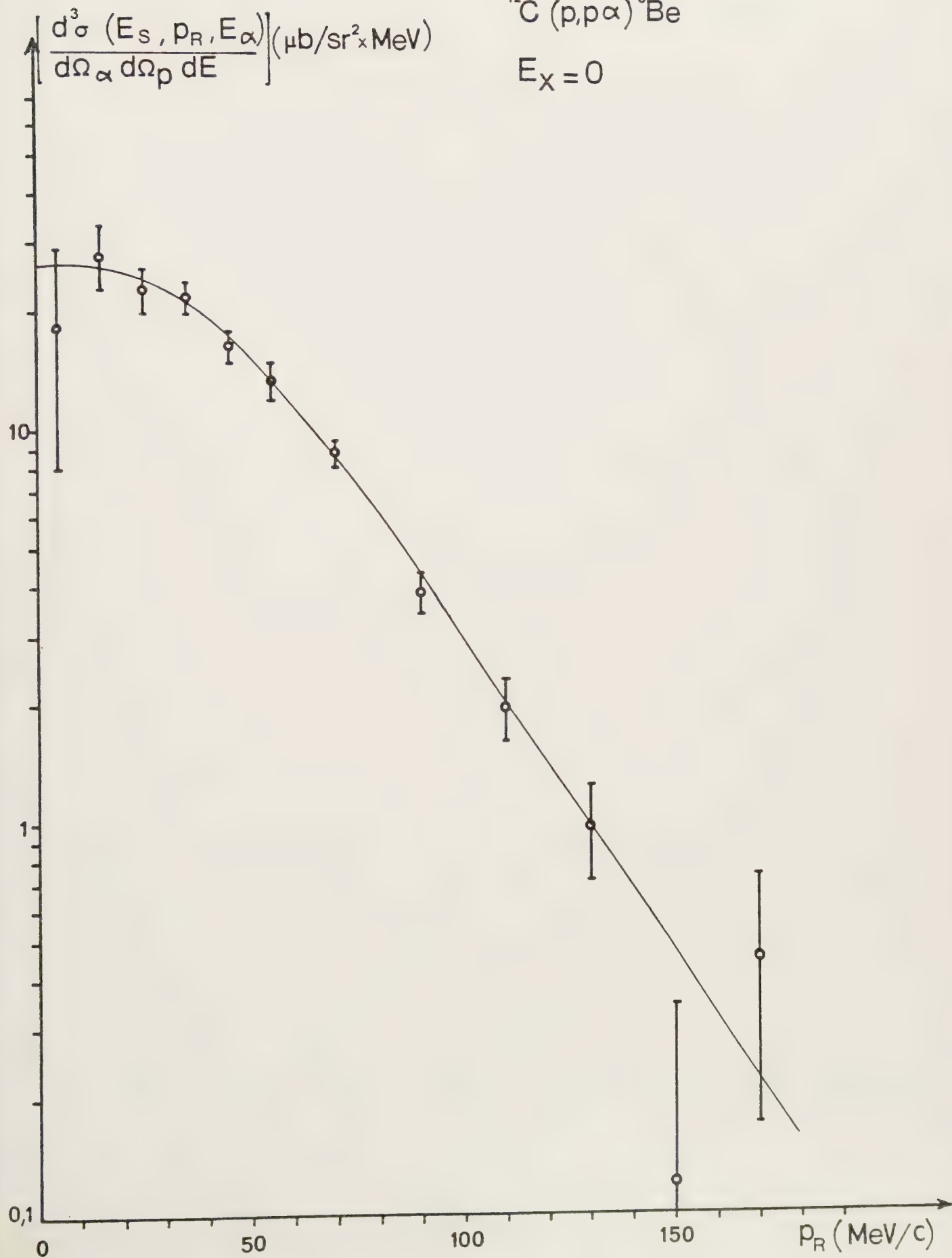


Figure 23

$^{12}\text{C} (p,p\alpha) ^8\text{Be}$

$E_X = 0$



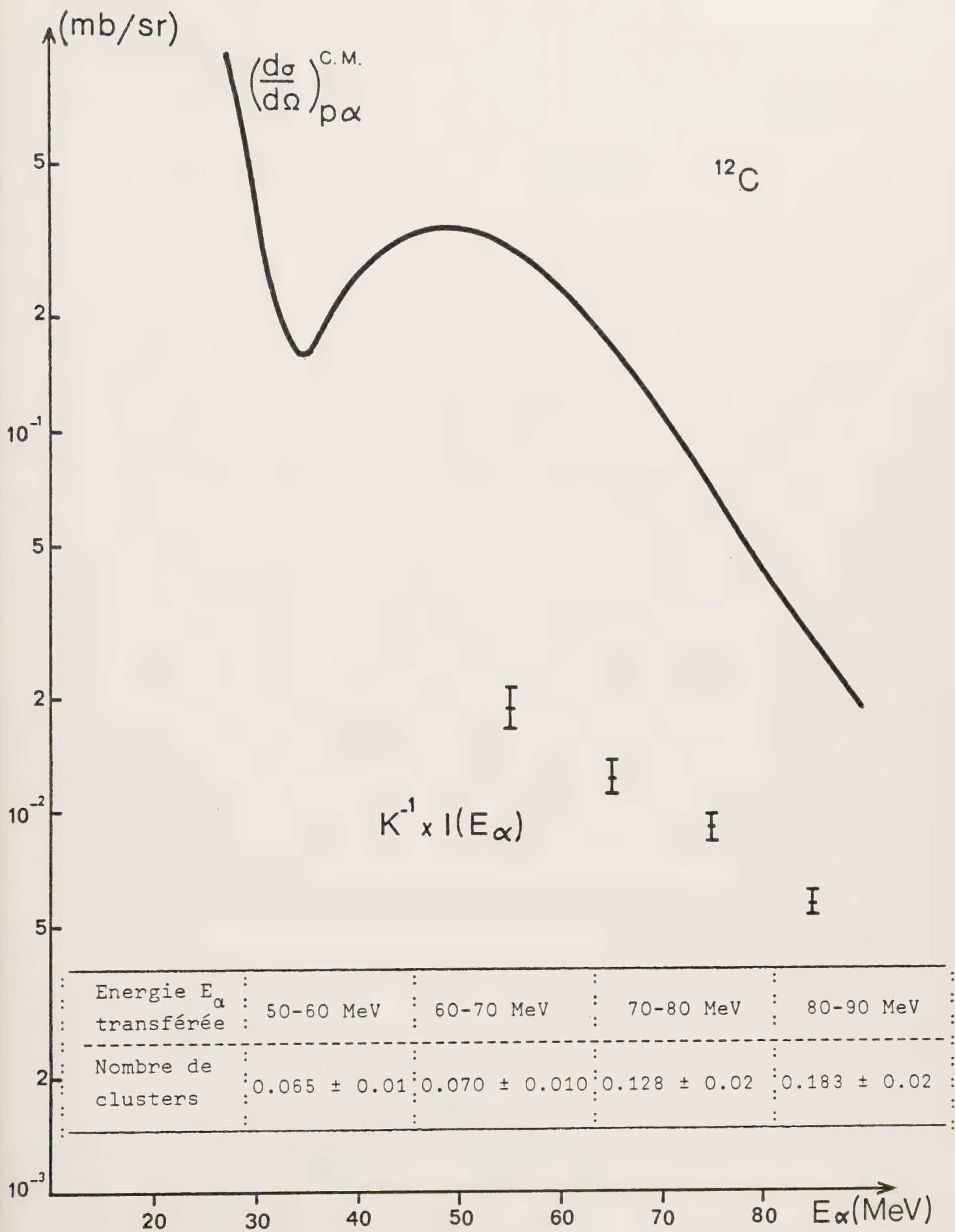
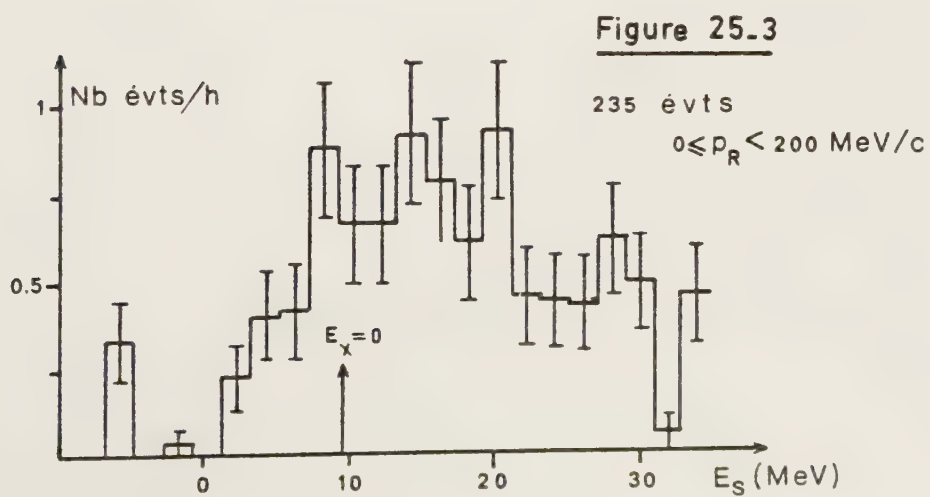
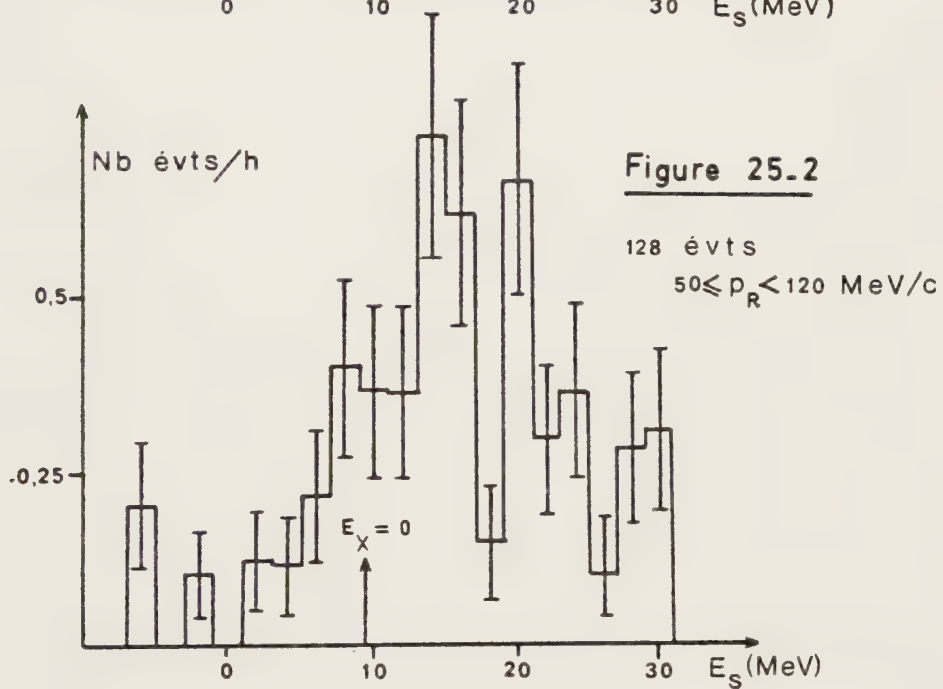
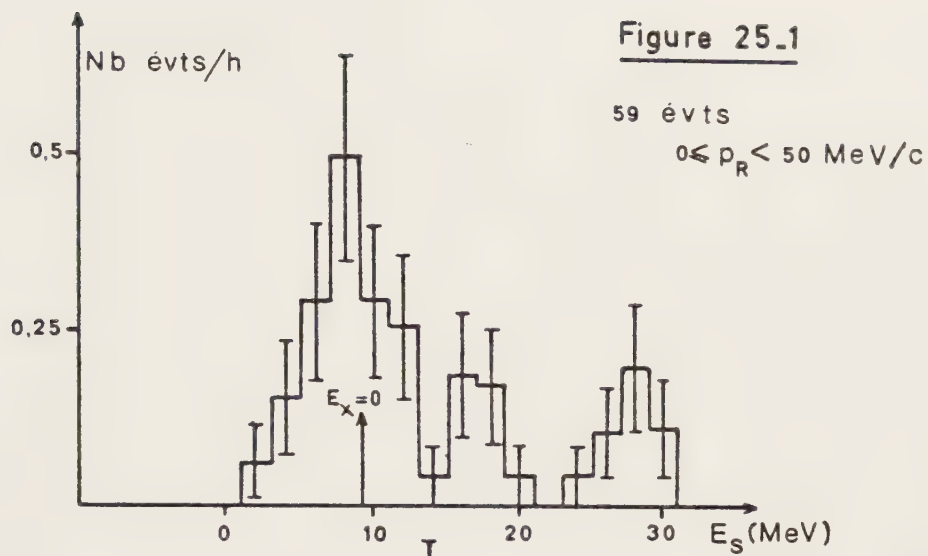


Figure 24



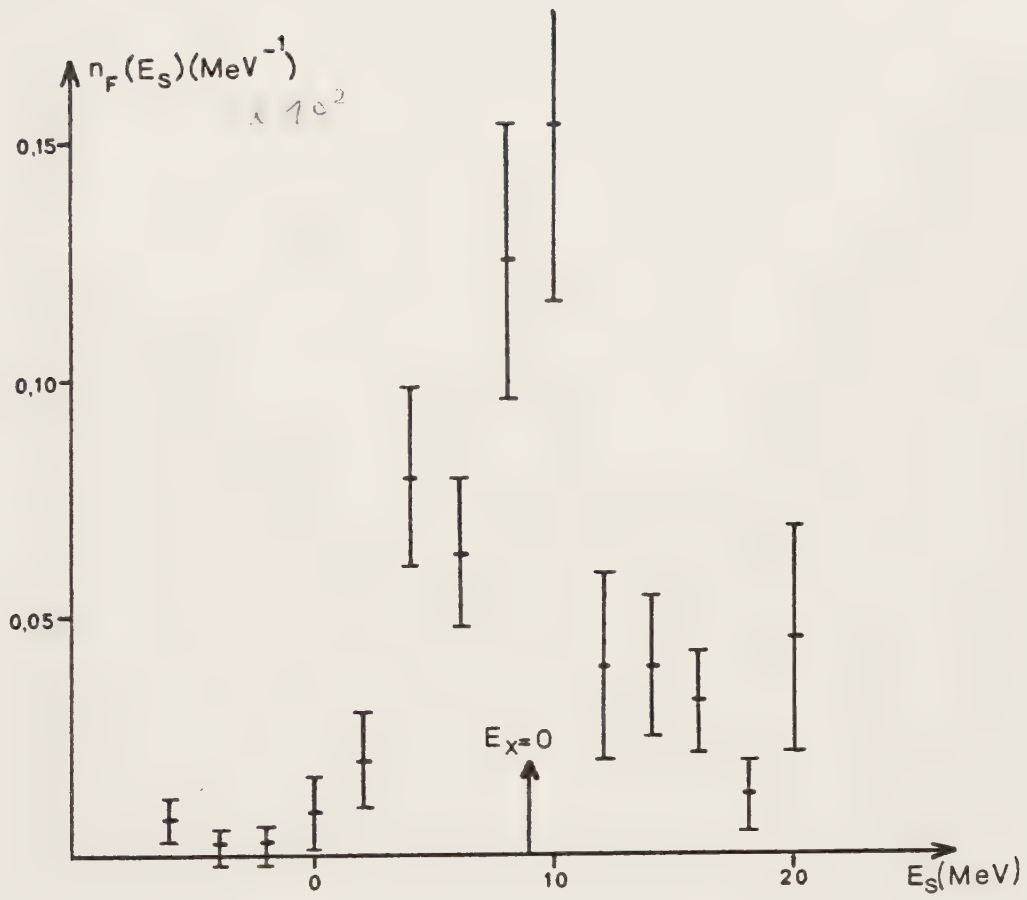
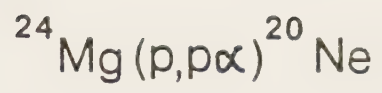


Figure 26

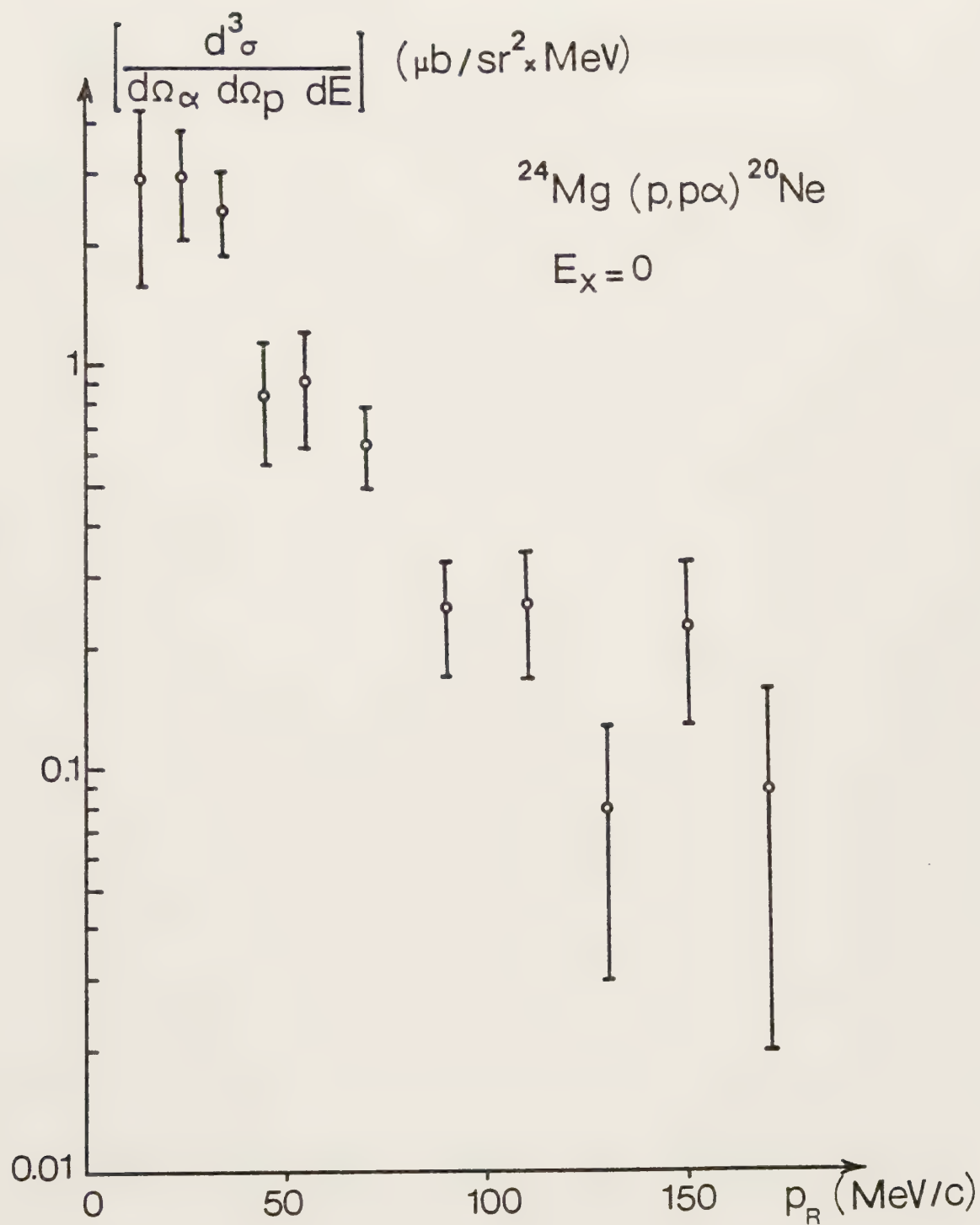


Figure 27

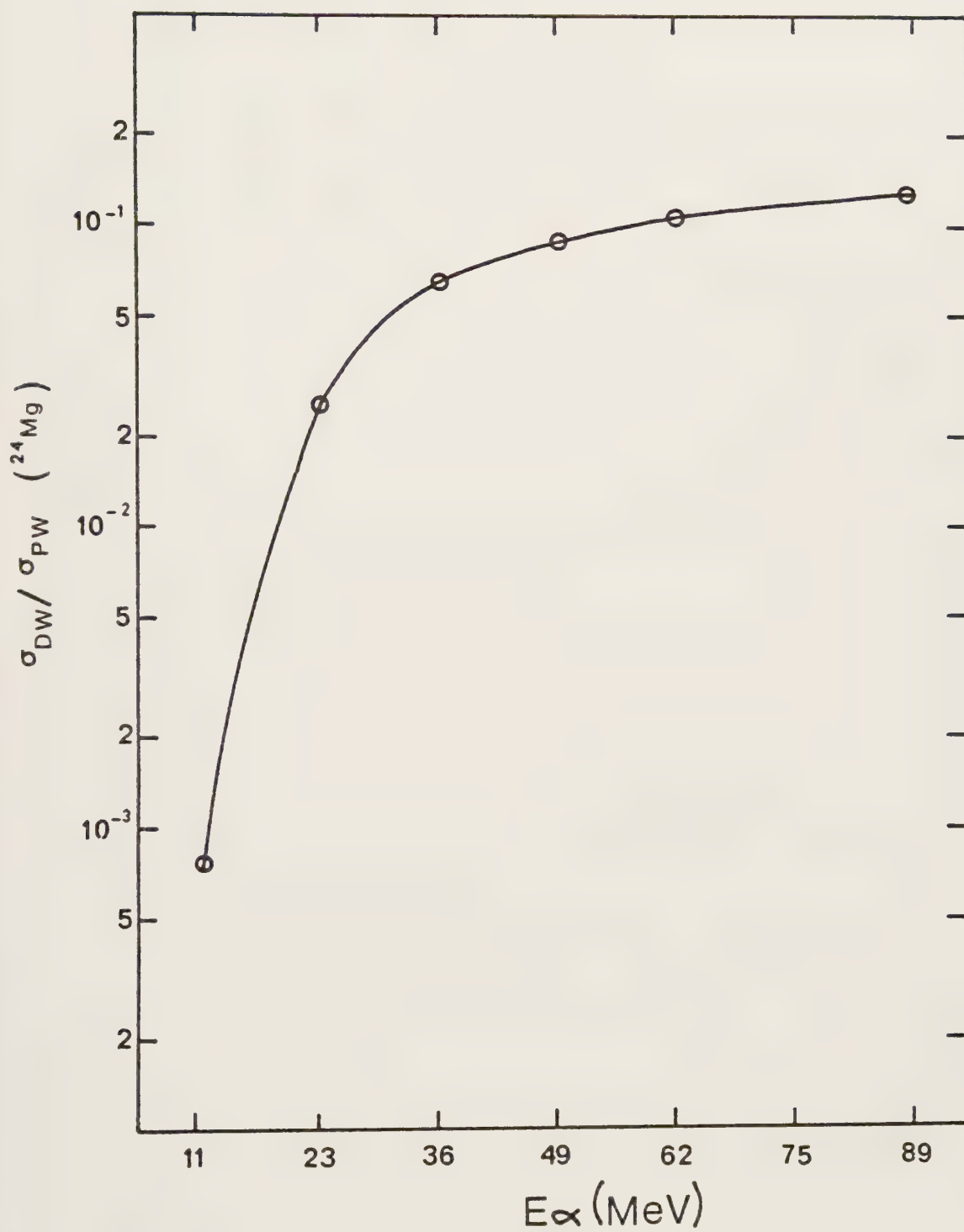


Figure 28

Figure 29

$^{27}\text{Al}(p,p\alpha)^{23}\text{Na}$

$50 \text{ MeV} \leq E_\alpha < 90 \text{ MeV}$

$0 \leq p_R < 200 \text{ MeV}/c$

123 événements

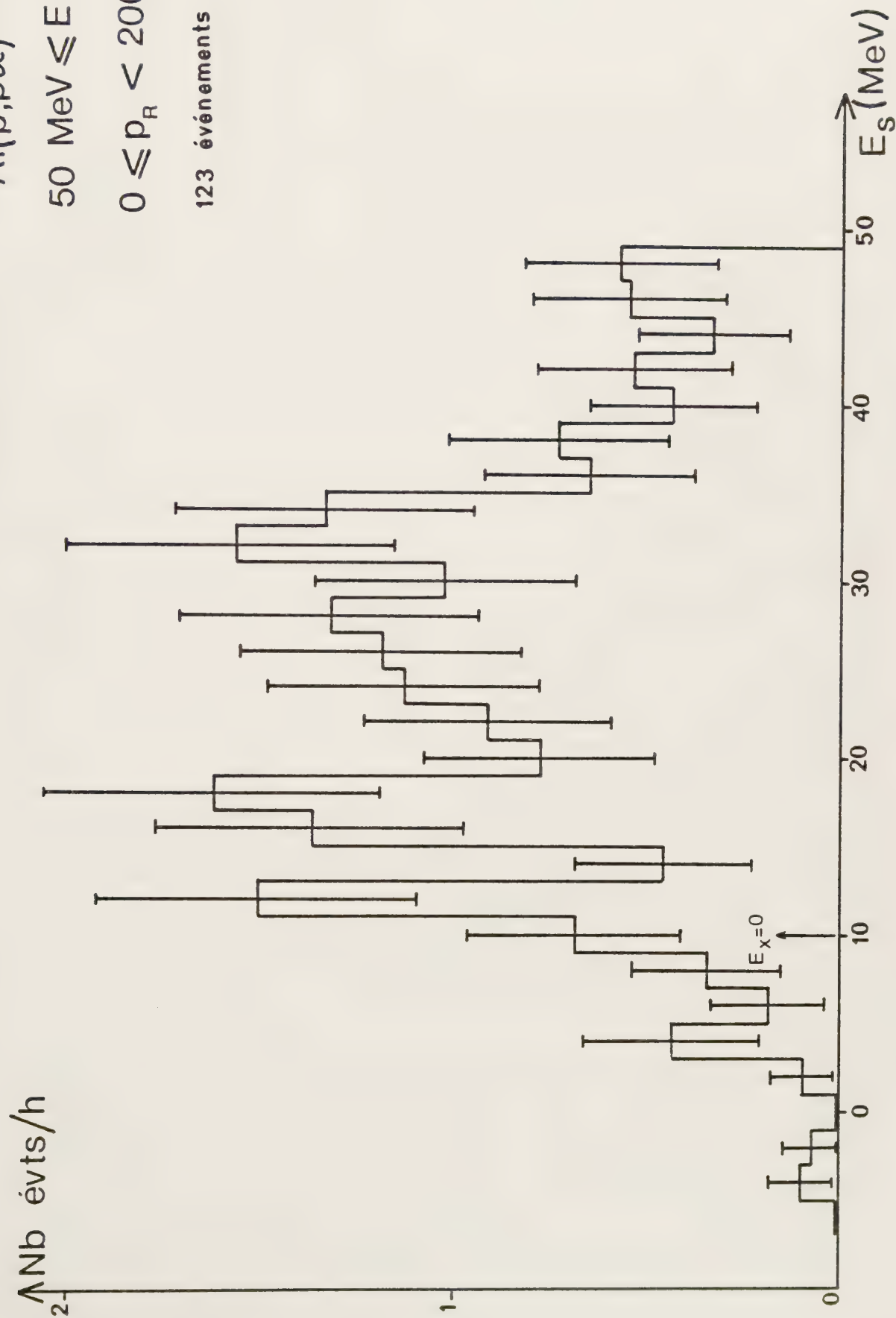
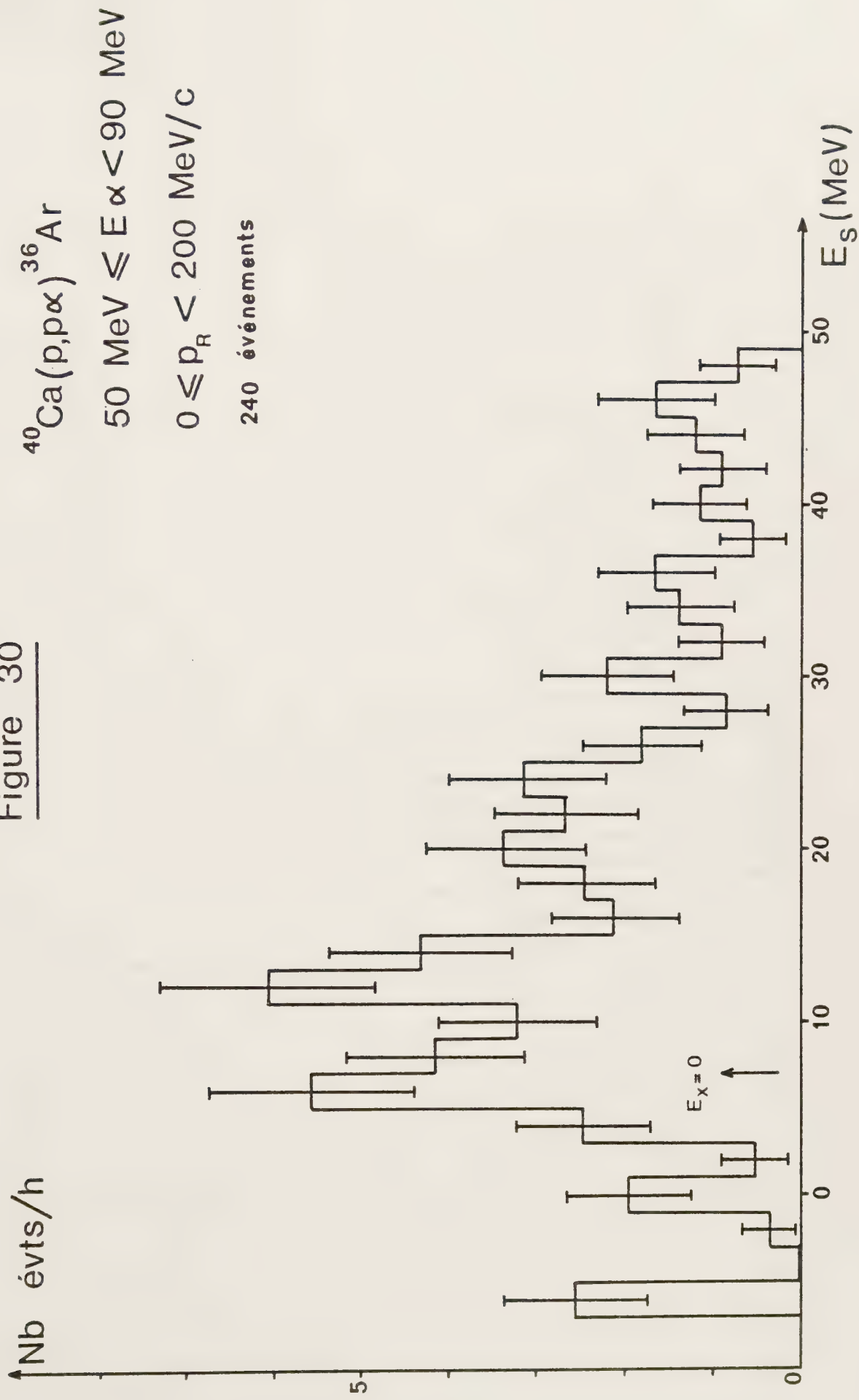


Figure 30



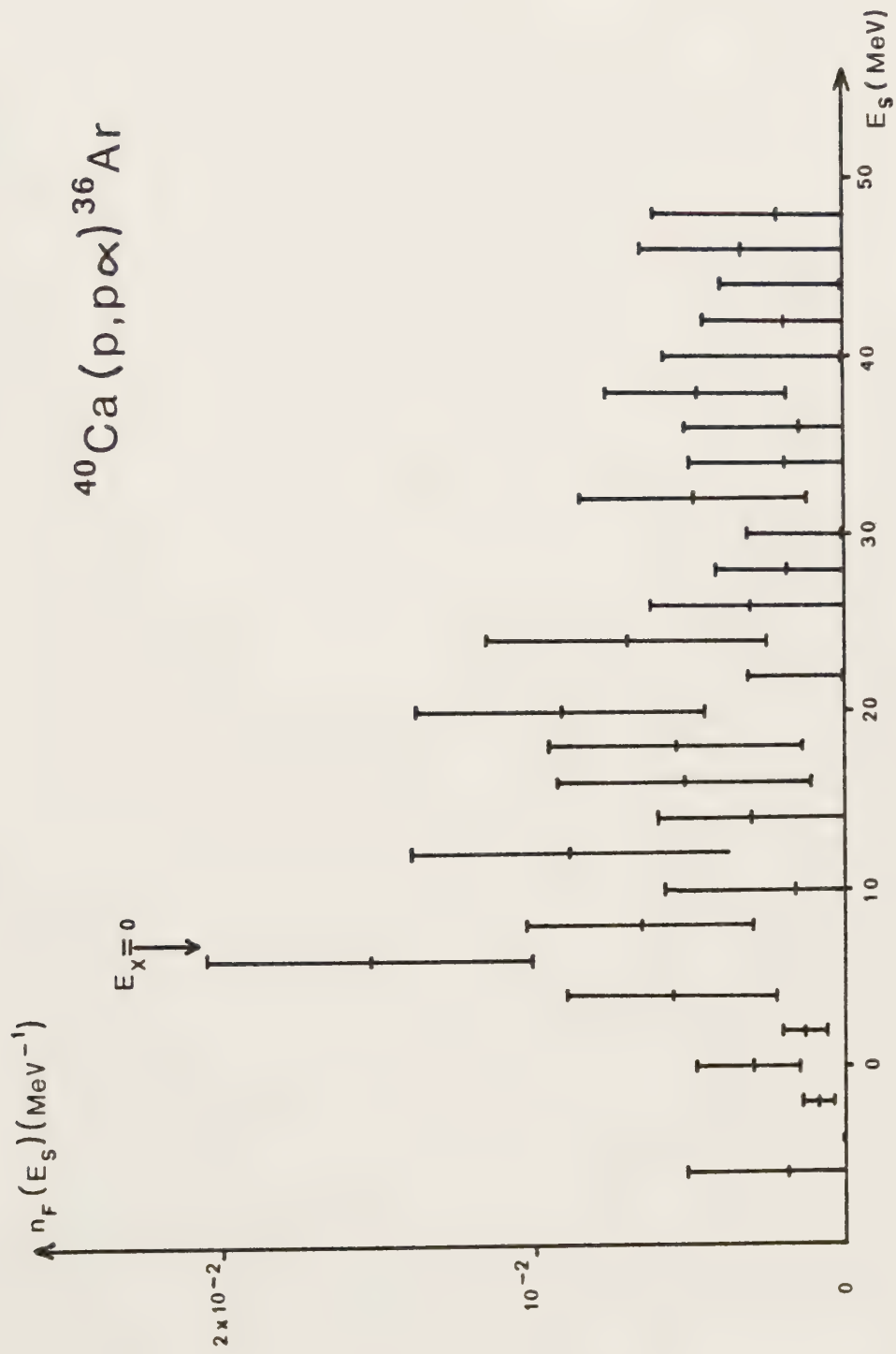
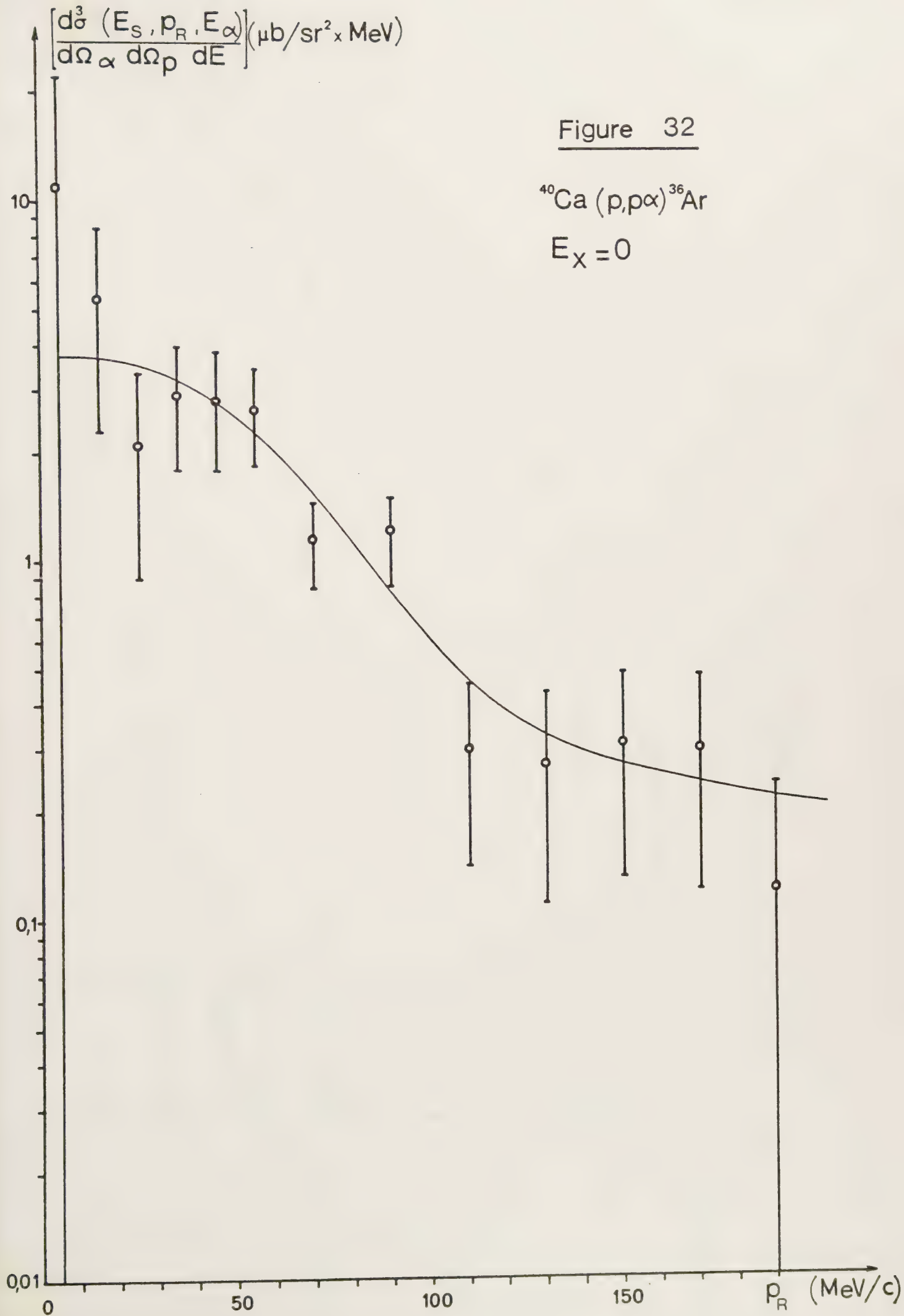


Figure 31



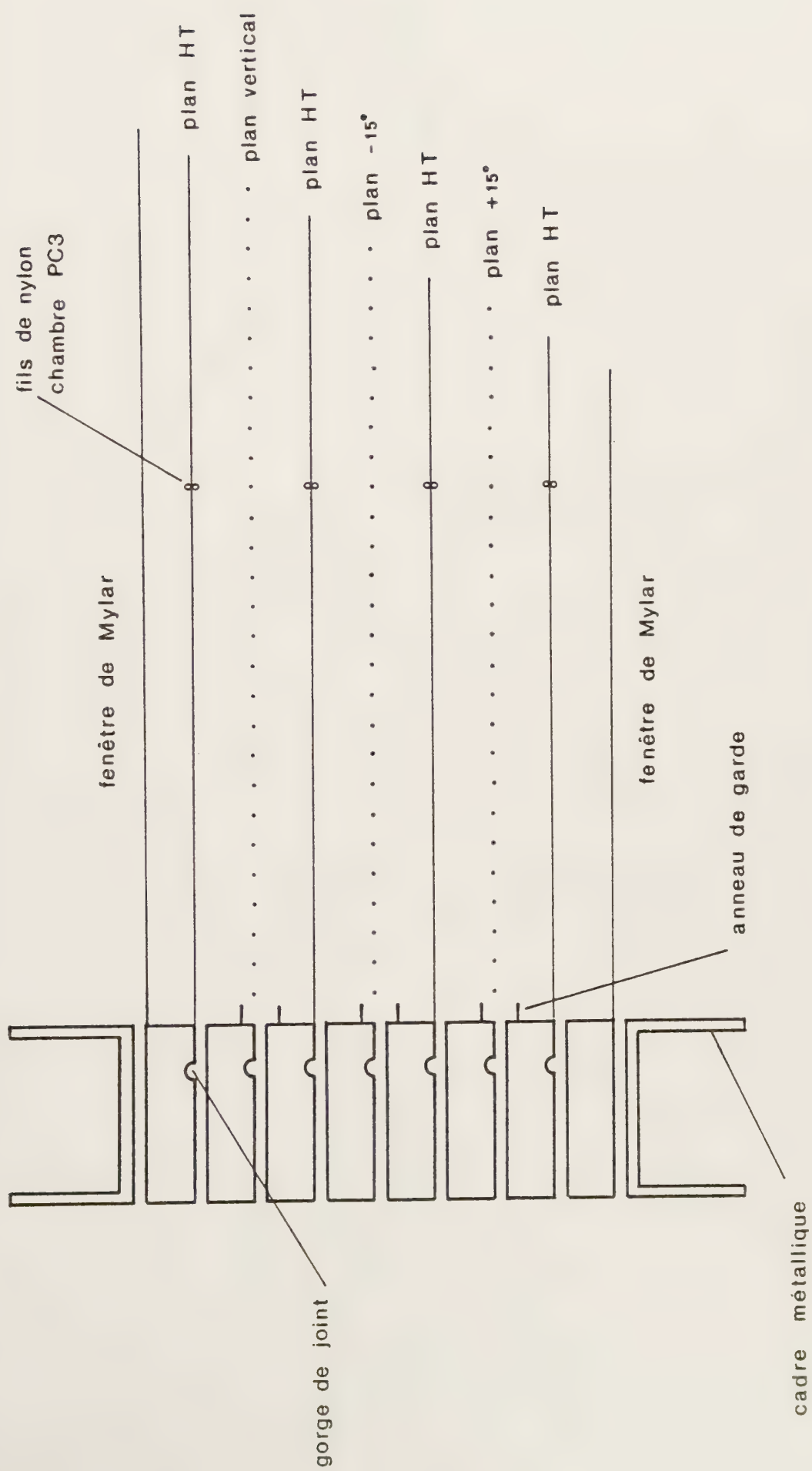


Figure 33

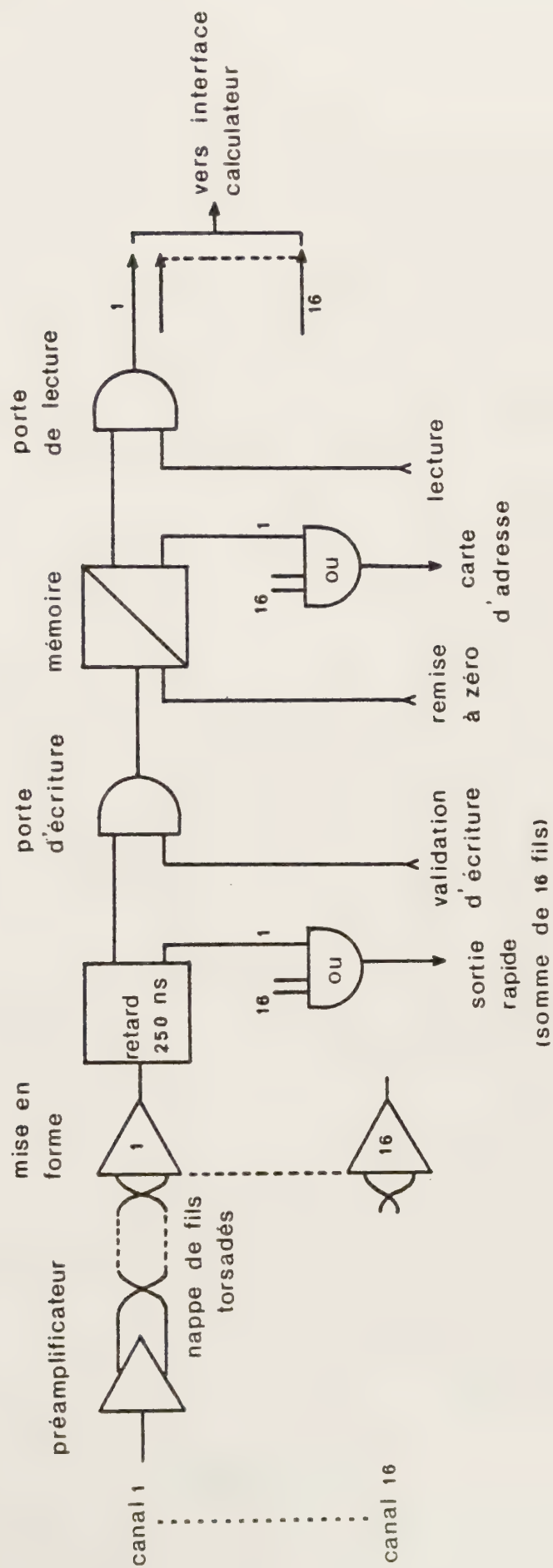


Figure 34

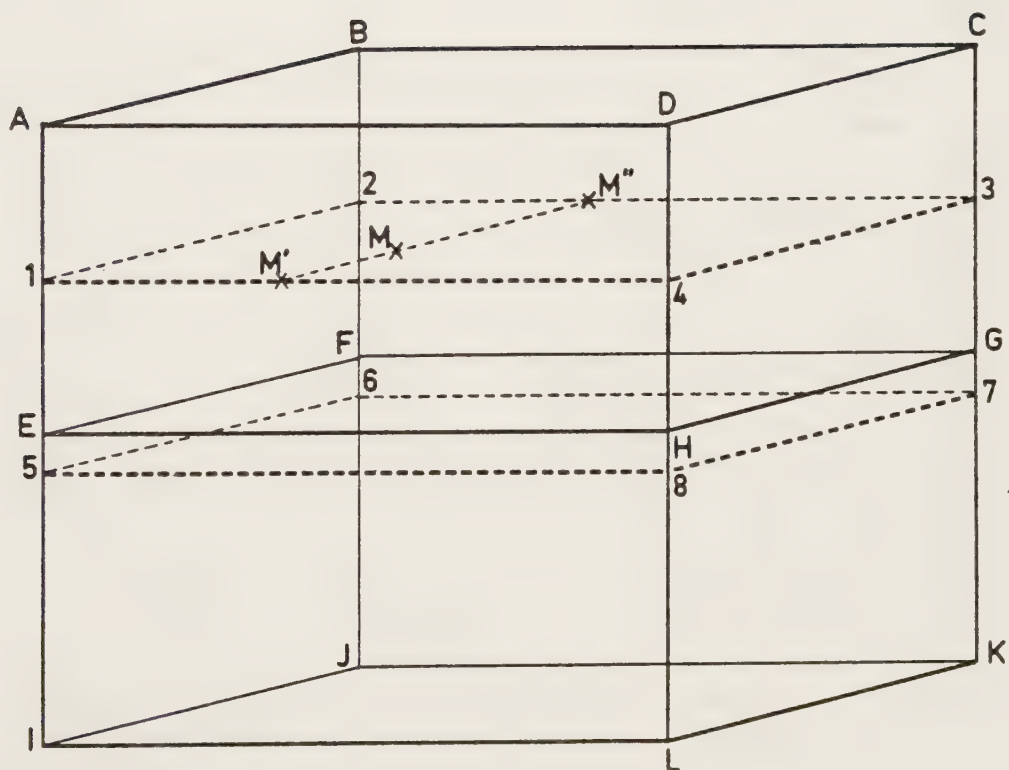
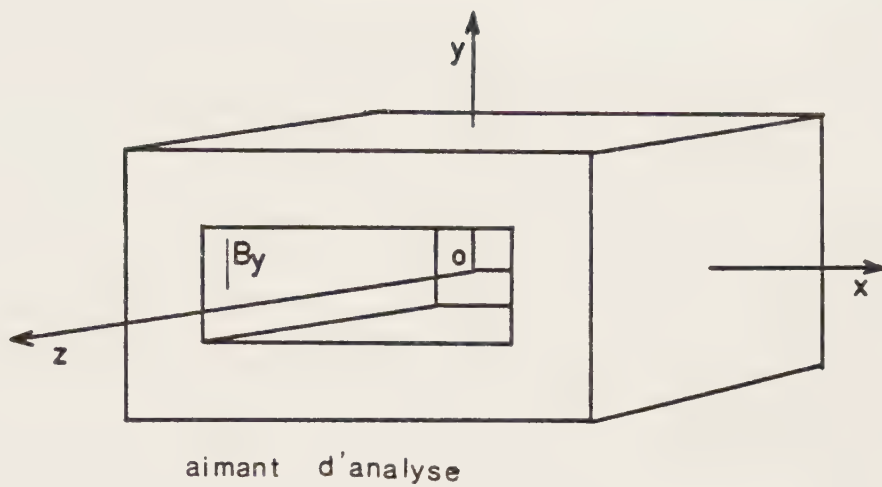
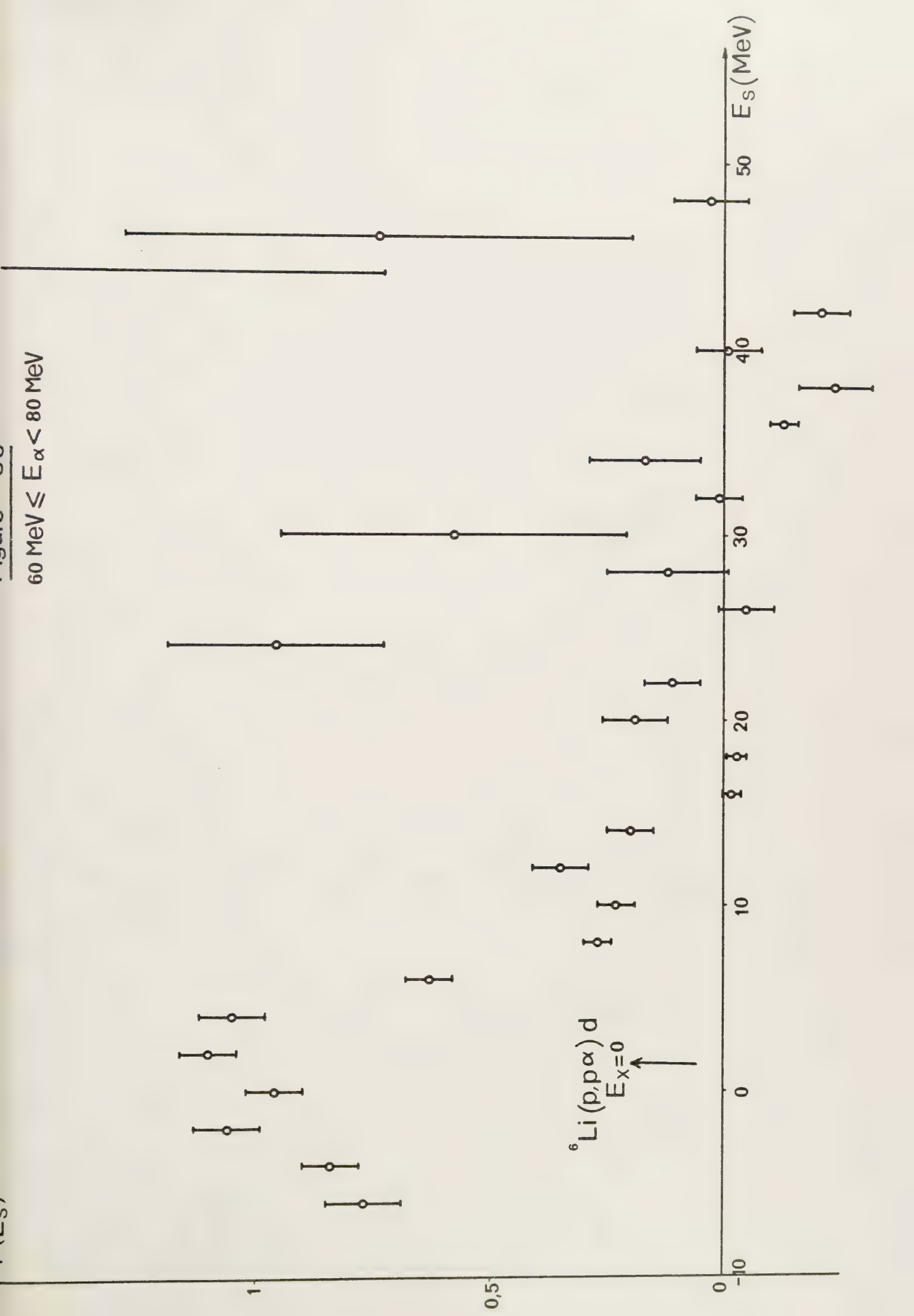
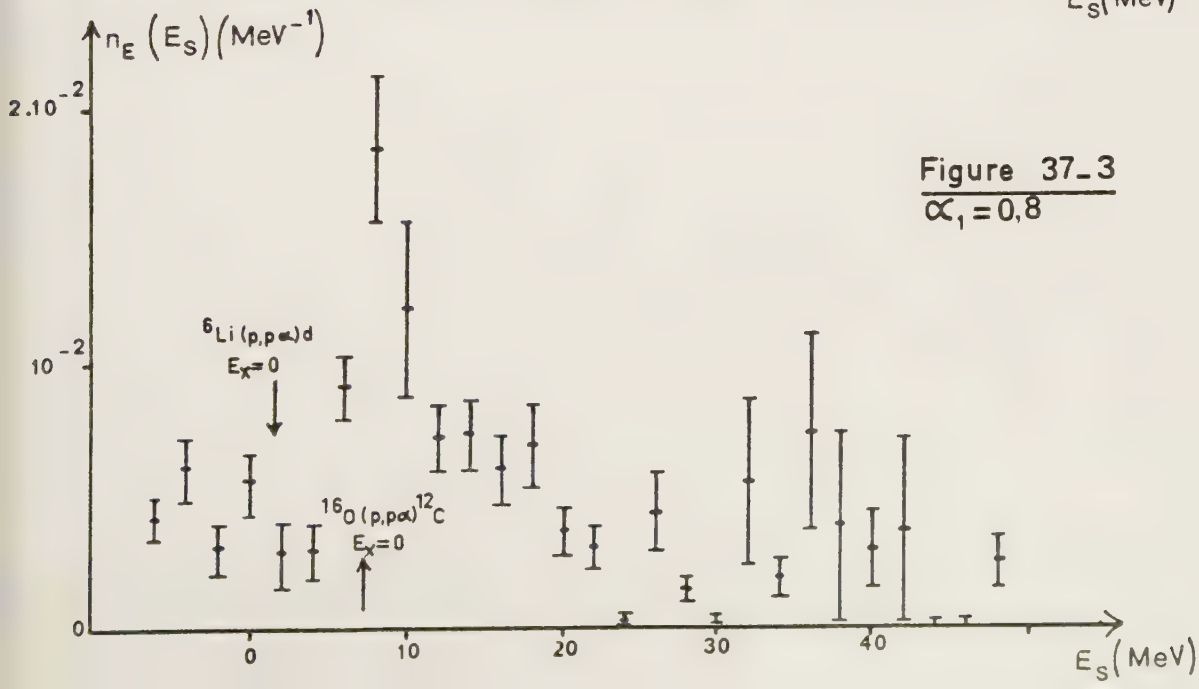
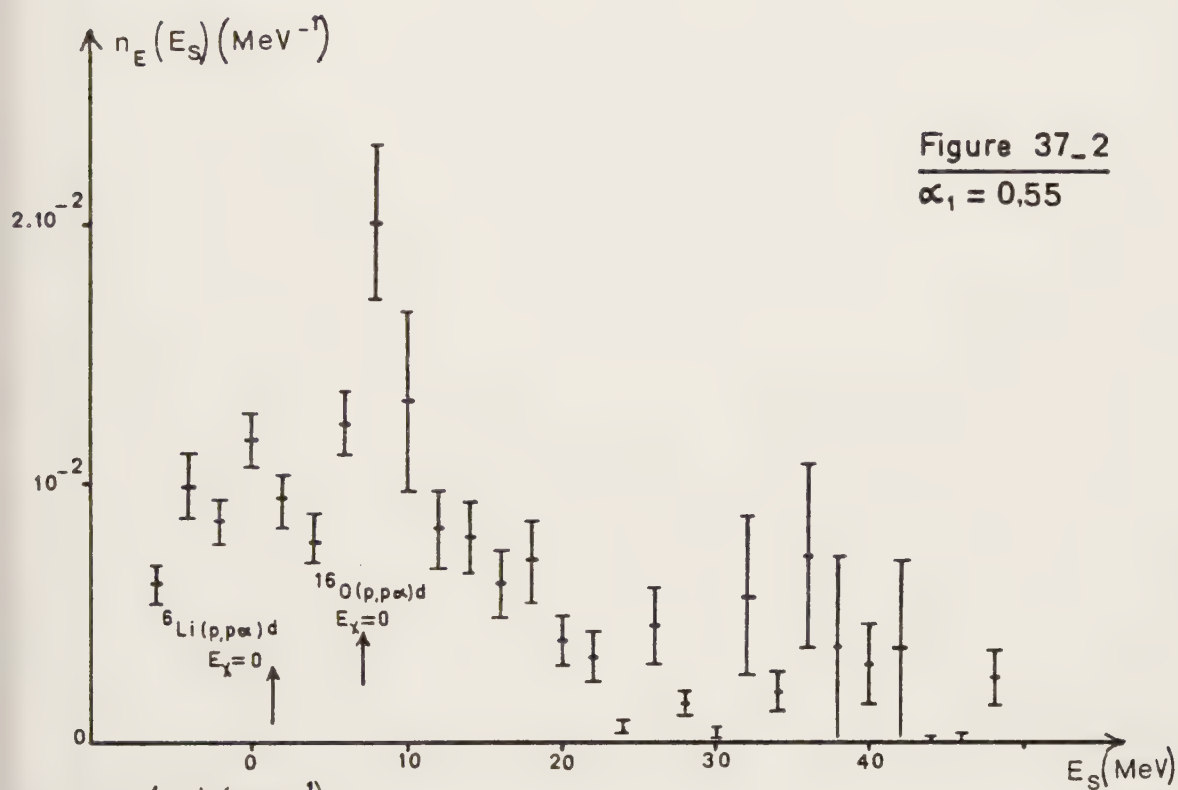
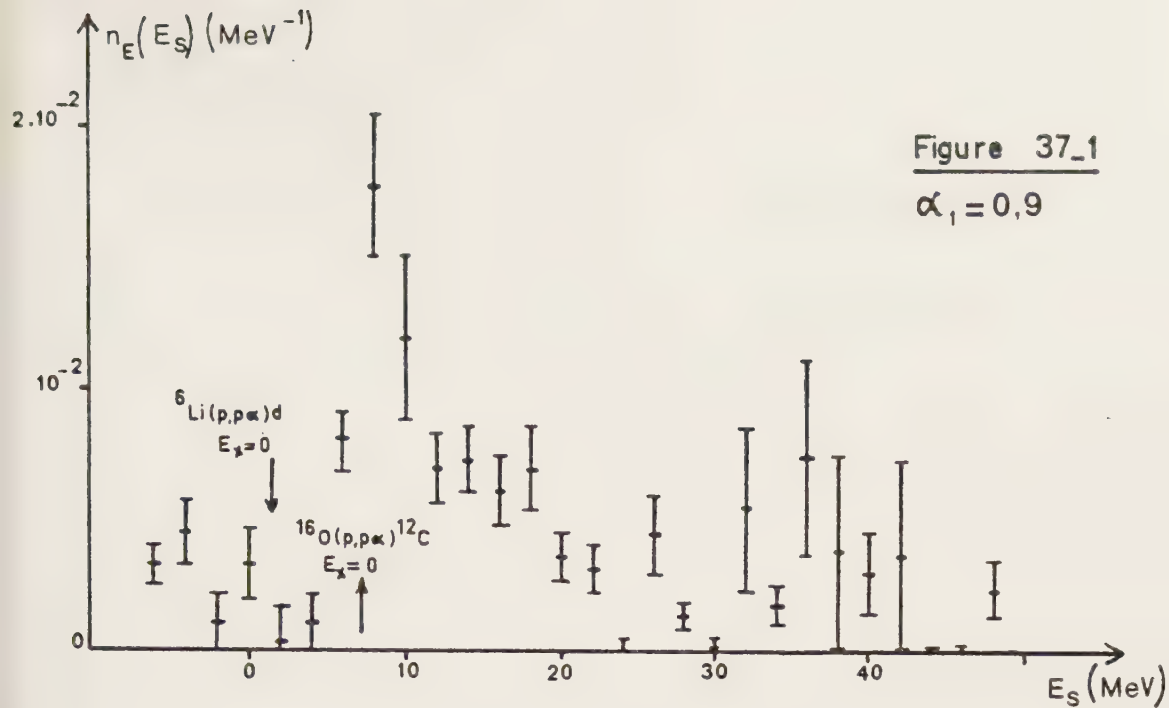


Figure 35







Noyau cible	^6Li	^7Li	^{12}C	^{24}Mg	^{40}Ca
Energie E_α transférée	60-80 MeV	60-80 MeV	60-80 MeV	50-90 MeV	50-90 MeV
N	$0,22 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02$	$0,013 \pm 0,004$	$0,08 \pm 0,03$
$d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_\alpha dE$					
Fondamental	35 MeV/c	80 MeV/c	60 MeV/c	40 MeV/c	60 MeV/c
Largeur à mi-hauteur					

TABLEAU II

CHAMBRE	DIMENSIONS (cm)	NOMBRE DE PLANS: DE LECTURE	PLAN HAUTE TENSION	LECTURE
PC1	25 x 10	3	Tissé	non codée
PC2	50 x 15	3	Tissé	codée
PC3	150 x 40	3	Tissé	codée
PC4	25 x 10	2	Mylar aluminisé	non codée
PC5	25 x 10	2	Mylar aluminisé	codée
PC6	60 x 20	3	Mylar aluminisé	codée

TABLEAU III

